

ACADÉMIE DES SCIENCES.

SÉANCE DU LUNDI 30 MARS 1953.

PRÉSIDENCE DE M. AUGUSTE CHEVALIER.



MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS

DES MEMBRES ET DES CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

M. le **PRÉSIDENT** informe l'Académie qu'à l'occasion des Fêtes de Pâques, la prochaine séance hebdomadaire aura lieu le mercredi 8 avril, au lieu du lundi 6.

COSMOLOGIE. — *Sur quelques conséquences de l'expansion de l'Univers, au sujet de l'exploration de l'espace.* Note de MM. **JEAN BECQUEREL** et **PAUL COUDERC.**

La possibilité, pour les vitesses de récession, de dépasser la vitesse de la lumière, engendre couramment des idées fausses sur l'horizon cosmique. Les métriques fonctions du temps imposent à l'exploration de l'espace des restrictions malaisées à expliciter dans le cas le plus général : nous pouvons cependant les préciser si l'espace est fermé, et nous donnons des exemples pour le modèle d'Univers de Lemaître.

On sait que la limitation des vitesses à celle de la lumière, imposée par la théorie de la relativité aux « vitesses propres » des mobiles, ne s'applique pas aux vitesses de récession des galaxies, qui sont la manifestation d'une *métrique fonction du temps*.

Il est couramment prétendu que l'exploration de l'espace est *nécessairement* limitée au domaine où les vitesses de récession sont inférieures à celle de la lumière, et qu'ainsi restera faible la portion d'espace accessible à l'étude, quel que puisse être le progrès futur des instruments d'observation. Cette assertion simpliste est fautive de plusieurs façons. D'abord, les galaxies rayonnent depuis une époque très reculée et peuvent demeurer repérables sous des états suffisamment anciens. D'autre part, dans un Univers en expansion indéfinie, il n'est pas nécessaire qu'une galaxie dépasse, dans sa récession, la vitesse de la lumière pour que ses états ultérieurs nous demeurent à jamais inconnus : nous verrons qu'une récession bien moindre peut établir la coupure. Enfin, dans l'assertion initiale, la vitesse de récession semble tacitement assimilée à une

vitesse propre et confondue avec la vitesse tirée du déplacement des raies spectrales par la formule classique de Doppler-Fizeau : or, dans une Note récente⁽¹⁾, nous avons souligné que l'effet optique de récession est physiquement différent de l'effet Doppler, et que la vitesse ainsi calculée est fictive.

Les restrictions imposées à l'exploration de l'espace sont malaisées à expliciter et présentent divers aspects. Nous les considérerons seulement dans les modèles d'Univers qui comportent un espace *fermé*, homogène et isotrope à une échelle ultra-macroscopique, dont le rayon $R(t)$ est fonction du temps.

Soit une galaxie suffisamment lointaine pour que sa vitesse propre soit négligeable devant sa vitesse de récession : sa distance angulaire χ peut alors être considérée comme constante, et sa distance vraie à l'époque t est $r = \chi R(t)$.

Si t_2 est l'époque de réception de la lumière émise à l'époque t_1 , on a :

$$(A) \quad \chi = c \int_{t_1}^{t_2} \frac{dt}{R(t)}.$$

a. Pour une époque de réception t_2 donnée, la distance angulaire χ est d'autant plus grande que l'époque d'émission t_1 est plus ancienne. On peut recevoir information d'un point *quelconque* de l'espace, sous la condition que l'évolution antérieure à t_2 ne limite pas χ à une valeur inférieure à π et pourvu, naturellement, que l'objet émetteur de lumière ait déjà existé à l'époque t_1 .

b. Supposons maintenant, comme dans certains modèles d'Univers (celui de Lemaitre, en particulier), que $R(t)$ croisse indéfiniment. Fixons une époque d'émission t_1 : χ est fonction croissante de t_2 et tend vers un maximum qu'on obtient en faisant t_2 infini. La formule (A) détermine ainsi la plus grande distance angulaire que puisse franchir la lumière émise à l'époque t_1 par une source placée n'importe où, et ce maximum de χ est d'autant plus petit que t_1 est plus grand. En particulier, si nous prenons pour t_1 l'époque actuelle, le maximum χ_A qui lui correspond délimite autour de nous une portion d'espace en dehors de laquelle aucune évolution *future* ne sera jamais décelée par la lumière. Nous donnerons à χ_A le nom d' « *horizon actuel* » : mais il ne faut pas que cette dénomination évoque l'idée que χ_A limite le repérage de sources lumineuses situées à des distances angulaires plus grandes, car nous pouvons connaître, et les générations futures pourront encore observer, des états qui ont existé au delà de χ_A *avant* l'époque actuelle.

c. Donnons-nous maintenant une valeur de χ inférieure ou égale à π , en conservant l'hypothèse que $R(t)$ croît indéfiniment. Faisons t_2 infini et admettons que l'évolution de l'Univers permette à la formule (A) de donner une solution $t_1 = T$ pour la valeur de χ choisie. T est l'époque à partir de laquelle un objet situé à la distance χ de l'observateur devient *inconnaisable*, puisque

(1) *Comptes rendus*, 236, 1953, p. 983

la lumière émise postérieurement à T ne parviendra jamais à la Terre : nous appellerons T l'époque critique. Mais il est essentiel de noter que des états de l'objet antérieurs à T ont pu, ou pourront être observés; autrement dit : un objet devenu inconnaissable n'est pas irréparable dans un état antérieur à son époque critique.

Pour les astres situés sur l'horizon actuel χ_A , il est évident que l'époque critique est l'époque actuelle.

Au jour t_2 où l'astronomie décèle l'existence d'une galaxie dont la distance angulaire a une certaine valeur χ_0 , les photons reçus datent d'une époque $t_1 = t_0$ déterminée par (A), et la science peut avoir l'espoir d'étudier l'évolution de cette galaxie depuis t_0 jusqu'à une époque d'autant plus proche de l'époque critique que la Terre sera habitée plus longtemps.

Quelques exemples dans la théorie de Lemaître. — Nous n'avons qu'à appliquer les formules données dans notre Note rappelée plus haut, à laquelle nous prions le lecteur de se reporter.

Pour χ donnée, en faisant dans (7) $x_2 = 1$ (t_2 et q_2 infinis), on obtient la valeur de x_1 qui, portée dans (6), fournit l'époque critique T. χ étant comprise entre π (point antipode) et zéro, il existe toujours une valeur d'expansion Q, donnée par $x_1 = \sqrt{1 + 2/Q}$, correspondant à une époque critique : on trouve $Q = 1,073$ ⁽²⁾ pour $\chi = \pi$, et Q croît indéfiniment si l'on fait tendre χ vers zéro.

La vitesse de récession (8) à l'époque critique est toujours inférieure à la vitesse de la lumière : égale à 0,224 c pour $\chi = \pi$, elle tend vers c à mesure que χ décroît jusqu'à zéro.

Les résultats numériques qui vont suivre exigent qu'on se soit donné la valeur q_A de l'expansion actuelle, et celle du rayon R_E de l'Univers d'Einstein. Nous adopterons $q_A = 1,5$ (Note précédente), d'où résulte, d'après (5), où $dq_A/q_A dt = v_D/d_H$ pour les galaxies assez proches est assez bien connu, que R_E est voisin de 10^9 années-lumière. Nous prendrons le nombre rond 10^9 ; mais des valeurs notablement différentes ($q_A = 2$, d'où $R_E = 1,5 \cdot 10^9$ a-l, serait acceptable) ne modifieraient pas la signification des résultats.

1° La distance actuelle du point antipode est $4,71 \cdot 10^9$ a-l; sa vitesse de récession dépasse de 38,5 % la vitesse de la lumière; nous pouvons cependant en recevoir aujourd'hui des photons émis il y a $3,56 \cdot 10^9$ ans ⁽³⁾, alors que l'expansion était 1,016, la distance de ce point $3,19 \cdot 10^9$ a-l, et sa vitesse 0,051 c. A fortiori, nous recevons des photons d'une source quelconque, sous l'unique

⁽²⁾ De Sitter avait déjà calculé que la lumière ne peut plus faire le demi-tour de l'espace, depuis que la valeur $q = 1,073$ a été atteinte.

⁽³⁾ La distance vraie $\chi R(t_2)$ d'une source lumineuse à l'époque t_2 d'observation est supérieure à la longueur $c(t_2 - t_1)$ du trajet parcouru par la lumière. Cependant, l'évaluation de $\chi R(t_2)$ en années-lumière ne doit pas engendrer d'ambiguïté, l'année-lumière représentant une longueur ($9,463 \cdot 10^{12}$ km).

condition (évidente) qu'elle soit assez vieille pour que sa lumière ait eu le temps de nous parvenir.

2° Soit une galaxie pour laquelle l'époque critique est l'époque actuelle : elle est sur l'horizon actuel, à une distance angulaire $0,462\pi$. Sa distance est $2,18 \cdot 10^9$ a-l, et sa vitesse $0,640c$. La lumière que nous en recevons a été émise il y a $1,79 \cdot 10^9$ ans ($q_1 = 1,094$), alors que sa distance était $1,59 \cdot 10^9$ a-l, et sa vitesse $0,132c$.

Cette galaxie atteindra la vitesse c dans 581 millions d'années.

Dans un milliard d'années, l'expansion sera 2,16; la même galaxie sera distante de $3,14 \cdot 10^9$ a-l, et sa vitesse sera de 35 % supérieure à c : la Terre en recevra des photons qui, actuellement, sont déjà en route depuis $1,16 \cdot 10^9$ ans, époque à laquelle l'expansion était 1,17, la distance de cette galaxie $1,70 \cdot 10^9$ a-l, et sa vitesse $0,238c$. Tant que la Terre existera, elle recevra de cette galaxie des photons qui sont déjà émis aujourd'hui.

En définitive, notre exposé met en évidence l'inexactitude de l'assertion courante appelée au début de la présente Note.

EMBRYOGÉNIE VÉGÉTALE. — *Embryogénie des Zygophyllacées. Développement de l'embryon chez le Zygophyllum Fabago L.* Note de M. **RENÉ SOUÈGES**.

L'embryon du *Zygophyllum Fabago* L. se développe selon des lois fondamentalement identiques à celles qui ont été observées chez le *Tribulus terrestris* L.; des différences, tout à fait secondaires, ne peuvent être relevées que dans la construction du suspenseur. Ces lois permettent de séparer nettement les Zygophyllacées de toutes les familles dont on les rapproche d'ordinaire dans les classifications courantes.

Le type embryonomique du *Tribulus terrestris* L., dernièrement défini ⁽¹⁾, est apparu comme l'archétype d'une famille embryogénique nouvelle, qui a trouvé sa place tout indiquée dans la série B' de la deuxième période de la classification embryogénique. Les Zygophyllacées ne possèdent que 130 espèces environ dont une soixantaine appartiennent au seul genre *Zygophyllum*. Il était intéressant de savoir si l'on retrouverait dans ce genre, tout particulièrement représentatif de la famille par le nombre de ses espèces et par ses caractères morphologiques, les processus embryogéniques précédemment observés chez le *Tribulus*, ou si, au contraire, apparaîtraient, dans ces mêmes processus, des différences plus ou moins profondes venant à l'appui de la séparation des genres de la famille en deux tribus, les Zygophyllées et les Tribulées, selon la présence ou l'absence d'albumen dans la graine.

La figure 2 représente la tétrade *première*, linéaire, de la catégorie C_2 , qui succède au proembryon bicellulaire (fig. 1). Les deux éléments inférieurs de cette tétrade donnent naissance à un suspenseur filamenteux, étroit, assez long, constitué d'une série de cellules

(1) R. SOUÈGES, *Comptes rendus*, 234, 1952, p. 1817.

superposées. Ce suspenseur reste longtemps visible, sa base étant entourée par un albumen encore nucléaire. Il est difficile de suivre la filiation cellulaire, qui préside à sa construction; elle doit être, d'ailleurs, assez variable, puisque déjà, dès le stade pentacellulaire, c'est tantôt la cellule-fille supérieure (*fig. 3*), tantôt la cellule-fille inférieure (*fig. 4 et 5*), de la cellule basale, qui se cloisonne la première avant sa sœur.

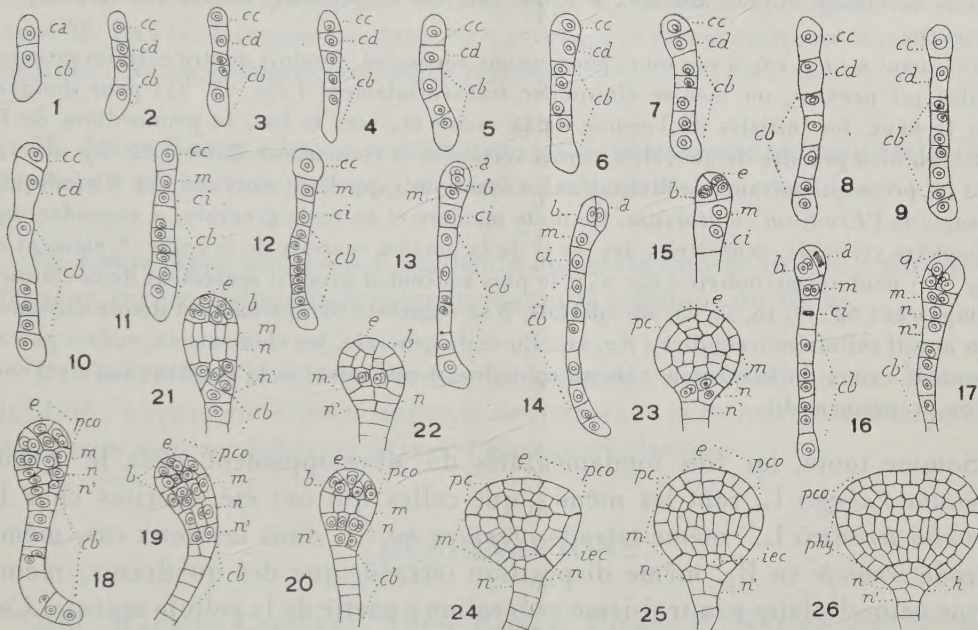


Fig. 1 à 26. — *Zygophyllum Fabago* L. — Les principaux termes du développement de l'embryon. *ca*, cellule apicale du proembryon bicellulaire; *cb*, cellule basale ou partie inférieure du suspenseur; *cc* et *cd*, cellules-filles de *ca*; *a* et *b*, cellules-filles de *cc* ou groupes cellulaires qui en dérivent; *m*, cellule-fille supérieure de *cd* ou hypocotyle, *phy*; *ci*, cellule-fille inférieure de *cd* donnant *n* ou hypocotyle et *n'* ou petite fraction du suspenseur; *c*, quadrants; *e*, épiphyse; *pco*, partie cotylée *s. lato*, et *pc*, partie cotylée *s. stricto*; *iec*, initiales de l'écorce de la racine. G = 180.

Les blastomères *cc* et *cd* de la tétrade première restent assez longtemps indivis; par leurs dimensions et par l'aspect de leur contenu cytoplasmique, ils demeurent toutefois fort distincts des éléments du suspenseur inférieurement placés. La figure 11, comparée à la figure 10, apporte la preuve de la division transversale de *cd* en deux cellules superposées, *m* et *ci*; les figures 13 et 14 permettent de voir comment, par cloisonnement oblique, *cc* donne naissance aux deux cellules juxtaposées, légèrement dissemblables, *a* et *b*. Les quatre blastomères *a*, *b*, *m* et *ci*, qui résultent de ces dernières segmentations et qui tirent origine de la cellule apicale, constituent une tétrade *seconde*, de la catégorie B₂.

A la période de divisions suivantes, *m* se partage longitudinalement (*fig. 16, 17*) et *ci* transversalement; dans la figure 16, les éléments nucléaires de *ci* seraient au stade de la plaque équatoriale. Selon les processus aujourd'hui maintes fois décrits, les deux éléments *a* et *b* produisent quatre quadrants en disposition tétraédrique. Il n'a pas été possible de rencontrer le stade précis des quatre cellules-quadrants (*fig. 17*), mais les figures 15 et 16 ne peuvent laisser subsister aucun doute sur leur mode de formation et leur disposition. Au terme de ces divisions, se trouve constituée, aux dépens de *cc* et de *cd*, une forme à huit cellules qui représente la troisième des générations cellulaires comptées à partir de la

cellule apicale. Dans les figures 18 à 21, on peut voir comment se cloisonne le quadrant épiphysaire du sommet, par parois d'abord anticlines, puis périclines (*fig.* 24, 25). Les trois autres quadrants produisent la partie cotylée *s. stricto*.

Les deux éléments juxtaposés de l'étage *m* (*fig.* 16, 17), par divisions verticales, donnent une assise cellulaire (*fig.* 18, 20, 21) qui prend peu après des cloisons transversales (*fig.* 19, 22, 24) et engendre finalement la partie hypocotylée (*fig.* 25, 26). A ce moment, sous le dermatogène bien distinct, la masse centrale embryonnaire se montre à peu près homogène.

L'élément *n* (*fig.* 17), à son tour, par cloisons verticales, produit quatre cellules circumaxiales qui peuvent, ou bien se cloisonner transversalement (*fig.* 23, 24) pour donner, vers le haut, les initiales de l'écorce de la racine et, vers le bas, le primordium de la coiffe, ou bien prendre de nouvelles parois verticales et former une assise (*fig.* 19, 20, 21) dont les processus suivants de division et les fonctions rappellent ceux qui ont été indiqués au sujet de l'*Erodium cicutarium*. De toute manière et en règle générale, *n* engendre une hypophyse véritable, génératrice des *iec* et de la portion centrale de la coiffe. L'élément *n'* (*fig.* 17) peut rester indivis (*fig.* 24); le plus souvent il produit seulement deux cellules juxtaposées (*fig.* 18, 19, 20, 25, 26); parfois, il se segmente obliquement et donne naissance à un massif cellulaire irrégulier (*fig.* 21). En règle générale, les éléments engendrés par *n'* s'ajoutent à ceux du suspenseur; ils ne contribuent nullement à la construction de l'embryon proprement dit.

Somme toute, les lois fondamentales du développement chez le *Zygophyllum Fabago* L. sont les mêmes que celles qui ont été décrites chez le *Tribulus terrestris* L. : même tétrade *première* en C_2 , dans les deux cas, même tétrade *seconde* en B_2 , même disposition tétraédrique des quadrants, même forme octocellulaire à la troisième génération à partir de la cellule apicale. Ces lois trouvant leur point d'application dans cette dernière cellule, les deux espèces se rangent dans la deuxième période du système embryogénique. Par leur tétrade *seconde* en B_2 , servant, dans cette période, à définir le dixième groupe, et par les fonctions histogéniques de la cellule *cd*, caractéristiques du mégarchétype II, la même place leur est assignée dans la classification périodique. Les différences qu'offrent leurs formes embryonnaires sont accessoires; elles concernent surtout la forme, les dimensions et la construction du suspenseur.

Il n'est pas inutile d'ajouter que, par les caractères embryogéniques bien tranchés que présentent les chefs de file de leurs deux tribus, les Zygophyllacées, dans l'état actuel des recherches, se détachent nettement de toutes les autres familles de la série des Disciflores.

M. le SECRÉTAIRE PERPÉTUEL dépose sur le Bureau de l'Académie un fascicule émanant de l'« Accademia Nazionale dei Lincei » intitulé : *Guido Castelnuovo. Commemorazione tenuta nella Seduta a Classi riunite del 13 dicembre 1952.*

M. HENRI HUMBERT fait hommage à l'Académie de cinq nouveaux fascicules de la *Flore de Madagascar et des Comores*, publiée sous sa direction et sous les

auspices du Gouvernement général de Madagascar, comprenant les familles suivantes : *Moracées*, rédigée par MM. HENRI PERRIER DE LA BÂTHIE et JACQUES LEANDRI; *Linacées*, *Erythroxyllacées*, *Zygophyllacées*. *Myrsinacées*. *Ebénacées*, par M. HENRI PERRIER DE LA BÂTHIE; *Chlénacées*, par M. ALBERTO CAVACO.

M. BERTIL LINDBLAD adresse en hommage à l'Académie un Mémoire publié avec M. RAY G. LANGEARTEL dans les « *Stockholms Observatoriums Annaler* », et intitulé : *On the dynamics of stellar systems*.

M. JULES ROUCH adresse en hommage à l'Académie une plaquette intitulée : *Le Prince Albert 1^{er} de Monaco, Fondateur du Musée Océanographique*.

M. LOUIS NÉEL adresse à l'Académie une collection de tirages à part de ses travaux sur les phénomènes magnétiques et la physique du Métal.

M. GOTTLIEB FLÜCKIGER adresse en hommage à l'Académie un Mémoire intitulé : *L'épizootie de fièvre aphteuse de 1951-1952 et les moyens utilisés pour la combattre dans les différents pays de l'Europe occidentale*.

DÉSIGNATIONS.

MM. MAURICE CAULLERY, LOUIS FAGE et PIERRE-P. GRASSÉ sont désignés pour représenter l'Académie au XIV^e CONGRÈS INTERNATIONAL DE ZOOLOGIE, qui aura lieu à Copenhague, du 5 au 12 août 1953.

M. LÉON MORET est adjoint à M. CHARLES JACOB, précédemment désigné, pour représenter l'Académie au IV^e CONGRÈS INTERNATIONAL DE L'ASSOCIATION INTERNATIONALE POUR L'ÉTUDE DU QUATERNAIRE (INQUA), qui se réunira à Rome et à Pise, du 10 août au 10 septembre 1953.

CORRESPONDANCE.

MM. GEORGES DEFLANDRE, RAYMOND DELABY et PIERRE GIRARD prient l'Académie de bien vouloir les compter au nombre des candidats à la place vacante, dans la Section des Académiciens libres, par le décès de M. Justin Jolly.

L'Académie est informée de la Cérémonie qui a eu lieu à Pavie, le 27 mars 1953, pour commémorer le cinquantième anniversaire de la première communication de ADELCHI NEGRI sur l'Étiologie de la rage.

M. le **SECRÉTAIRE PERPÉTUEL** signale, parmi les pièces imprimées de la Correspondance :

1° *Flore générale de Belgique*, publiée sous la direction de WALTER ROBYS. *Spermatophytes*. Vol. I, Fasc. II, par ANDRÉ LAWALRÉE.

2° JUAN C. GOÑI. *Arenas negras ilmenítico-monacíticas del litoral sur uruguayo*.

3° RAÚL VAZ FERREIRA. *Observaciones sobre las Islas de Torres y de Castillo Grande*.

4° Instituto Agronômico do Estado de São Paulo (Campinas). *Histórico, Organização, Finalidades*.

5° Instituto agronômico do Estado, em Campinas. *Taxonomia de Coffea Arabica L. Descrição das variedades e formas encontradas no Estado de São Paulo*, par C. A. KRUG, J. E. T. MENDES et ALCIDES CARVALHO.

6° Zdeňku Nejedlému Československá Akademie věd (Praha).

TOPOLOGIE ALGÈBRIQUE. — *Sur les corps topologiques et les valuations*.
Note (*) de M. **ISIDORE FLEISCHER**, présentée par M. Jacques Hadamard.

Il est démontré que la condition (V) due à Bourbaki (*Topologie générale*, chap. 111, Groupes topologiques, p. 57) ⁽¹⁾ et à Kaplansky (*Duke Math. J.*, 14, 1947, p. 527), nécessaire pour que la topologie d'un corps puisse être définie par une valuation, est aussi, avec des hypothèses supplémentaires naturelles, suffisante.

Toutes les topologies qui interviendront ici sont supposées séparées et non-discrètes. Dans un corps topologique un ensemble est dit *borné* si pour chaque voisinage de zéro, U, il existe un voisinage de zéro V tel que VB (ensemble des produits *vb*) et BV soient tous deux contenus dans U.

Soit K un corps. Une *valuation à valeurs réelles* est une application $x \rightarrow |x|$ de K dans les nombres non-négatifs telle que $|x| \neq 0$ si $x \neq 0$, $|xy| = |x||y|$, $|x \pm y| \leq |x| + |y|$. Si cette application jouit de la propriété plus forte $|x \pm y| \leq \max(|x|, |y|)$, elle sera appelée *valuation non-archimédienne*. Puisque l'addition n'intervient plus dans cette définition on peut la généraliser, suivant Krull, aux groupes totalement ordonnés quelconques. On note un tel groupe Γ multiplicativement et on ajoute un élément 0 satisfaisant à $0 \leq \alpha$, $0\alpha = 0$, pour chaque $\alpha \in \Gamma$. Alors on peut définir les valuations non-archimédiennes à valeurs dans Γ .

Chaque valuation induit sur K une topologie compatible avec sa structure

(*) Séance du 23 mars 1953.

⁽¹⁾ Bourbaki l'appelle (KT_a). Signalons ici que la condition (KT_b) du Livre V, chap. 1, p. 31 lui est équivalente pour les corps non-discrets.

de corps : un système fondamental de voisinages de zéro est donné par les ensembles $\{x : |x| \leq \alpha\}$ où $\alpha \neq 0$ appartient à Γ . (Les ensembles bornés coïncident alors avec les ensembles à valeurs majorées). Cette topologie satisfait en outre à la condition suivante :

(V) : *Quel que soit le voisinage de zéro, U , $(CU)^{-1}$ est un ensemble borné.*

On peut énoncer cette condition d'une façon plus imagée en se servant de la construction suivante : pour chaque sous-ensemble X de K , posons $X^* = (CX)^{-1}$ [ou $C(X^{-1})$ si $0 \in X$], de façon que $X^{**} = X$. Or, dans un corps topologique quelconque, B^* est un voisinage de zéro pour chaque ensemble borné B . En effet, soit U un voisinage de zéro tel que $1 \in UU$ et soit $B\lambda \subset U$ pour $\lambda \neq 0$, alors $U \subset U^* \subset \lambda^{-1}B^*$. Les corps du type (V) sont précisément ceux dans lesquelles la réciproque est vraie aussi ; autrement dit, tel que chaque voisinage de zéro est de la forme B^* pour B borné.

Nous nous proposons d'étudier dans quelles conditions (V) entraîne l'existence d'une valuation sur K induisant la topologie donnée. Commençons par quelques remarques évidentes :

Soit K un corps dont la topologie est définie par une valuation et soit S l'ensemble des éléments de K à valeurs au plus égales à 1. Évidemment S est un semi-groupe invariant (pour les automorphismes intérieurs) de K , borné, et tel que $S^* \subset S$. De plus, on a ou bien $\lim_{n \rightarrow \infty} x^n = 0$ pour $x \in S^*$, ou bien S est un sous-groupe additif suivant que la valuation prend des valeurs réelles, ou que la valuation est non-archimédienne.

Afin de voir la réciproque, soit K un corps topologique ayant un ensemble S jouissant de ces propriétés. Alors on peut préordonner le groupe multiplicatif de K en prenant S pour l'ensemble des éléments qui sont au plus égaux à 1. Bien entendu $1 \in S$ à cause de $S^* \subset S$; cette relation implique de plus que le groupe Γ associé au préordre est totalement ordonné et que S est un voisinage borné de zéro dans K ; donc l'homomorphisme canonique de K sur Γ induit la topologie donnée sur K . Reste à démontrer l'inégalité du triangle. Celle-ci est immédiate si S est un anneau : sinon, l'hypothèse faite sur S^* entraîne la propriété suivante pour Γ : si α et β sont tous les deux < 1 , alors $\alpha^n < \beta$ pour n assez grand, c'est-à-dire, que Γ est isomorphe à un sous-groupe des nombres positifs. Dans ces conditions il est connu qu'on peut arriver à l'inégalité du triangle par un automorphisme convenable des nombres positifs ⁽²⁾.

THÉOREME. — *Soit K un corps topologique satisfaisant à (V) tel que le groupe de commutateurs C de K soit un ensemble borné. Alors il existe une valuation sur K , à valeurs dans un groupe abélien, qui induit sur K sa topologie.*

Démonstration. — Soit V un voisinage de zéro tel que $1 \in VV$. Alors $V \subset V^*$ d'où V est un voisinage borné ; en le remplaçant par $\{x : Vx \subset V\}$ on voit qu'on

(²) Lemme d'Artin. Voir KAPLANSKY, *loc. cit.*, p. 528.

peut supposer que $VV \subset V$ et que $1 \in V$; puis en le remplaçant encore par CV on atteint à l'invariance de V par rapport aux automorphismes intérieurs.

Premier cas. — On suppose qu'il existe $z \neq 0$ tel que $\lim_{n \rightarrow \infty} z^n = 0$. Alors l'ensemble Z de tous ces z est un voisinage invariant de zéro. En effet, $(z^n)^n \in z^n V^n \subset C$, de sorte que $zV \subset Z$. Nous construirons la valuation à valeurs réelles à partir de l'ensemble S de tous les éléments b tel que $\{b^n\}_{n \geq 0}$ soit un ensemble borné. A cause de $(ab)^n \in a^n b^n C$, S est un semi-groupe invariant. Toutes les propriétés voulues de S seront établies d'un seul coup en démontrant $S = Z^*$. Or, les conditions $x \in S$, $x^n \in U^*$ pour chaque $n \geq 0$ et un voisinage de zéro U , $(x^{-1})^n \in U$, $x^{-1} \in Z$, $x \in Z^*$ sont toutes équivalentes.

Deuxième cas. — On suppose que $z^n \rightarrow 0$ implique $z = 0$ ou que $Z^* = K$. Posons $U = V \cup V^*$; alors U est un voisinage borné et invariant qui contient C et U^* . Il suffira donc de démontrer que l'anneau S engendré par U est encore borné, car il jouira des mêmes propriétés. D'abord, en passant à $U \cup -U$, on peut supposer $U = -U$. Puis, $U + U$ étant borné, il existe λ tel que $U + U \subset \lambda U$; $U + U + U + U \subset \lambda U + \lambda U = \lambda(U + U) \subset \lambda^2 U$; et, d'une façon générale, $U + \dots + U$ (2^n fois) $\subset \lambda^n U$: par conséquent le sous-groupe G engendré par U est contenu dans $\bigcup_{n \geq 0} \lambda^n U$, ensemble borné à cause de $\lambda \in Z^*$. De la même façon, à partir de $GG \subset \mu G$ et de l'invariance de G , on démontre que $S = \bigcup_{n \geq 0} G^n$ est borné.

C. Q. F. D.

Il existe des corps du type (V) ne satisfaisant pas à ces hypothèses: on n'a qu'à appliquer les constructions de la théorie des valuations à valeurs non abéliennes ⁽³⁾ à un groupe totalement ordonné ayant un commutateur non borné ⁽⁴⁾. Les raisonnements du théorème s'appliquent également à la caractérisation de ces valuations. Il y a lieu de supposer que le groupe des commutateurs de chaque sous-groupe à deux générateurs est borné.

THÉORIE DES FONCTIONS. — *Un théorème général relatif à la croissance des fonctions holomorphes et privées de zéros dans le cercle unité et un nouveau critère de normalité pour une famille de fonctions holomorphes ou méromorphes.* Note de M. **KING-LAI HIONG**, présentée par M. Émile Borel.

Un théorème de même nature que celui de M. Schottky est établi pour une grande catégorie de fonctions; comme conséquence un nouveau critère de familles normales s'obtient dans des conditions larges. Les résultats obtenus d'abord pour les fonctions d'ordre fini s'étendent ensuite avec une hypothèse au cas de l'ordre infini au moyen de la notion de l'ordre que l'auteur a introduite antérieurement ⁽¹⁾.

⁽³⁾ O. F. G. SCHILLING, *Bull. Amer. Math. Soc.*, 51, 1945, p. 297-304.

⁽⁴⁾ Par exemple, A. H. CLIFFORD, *Proc. Amer. Math. Soc.*, 72, 1951, p. 902-903.

⁽¹⁾ K. L. HIONG, *Comptes rendus*, 196, 1933, p. 239; *J. Math.*, 14, 1935.

1. L'application de la seconde inégalité fondamentale de M. R. Nevanlinna⁽¹⁾ exige souvent d'éliminer la seconde valeur initiale qui y figure⁽²⁾. La méthode que M. Valiron a employée dans sa nouvelle démonstration du théorème de M. Schottky⁽³⁾ ne convient pas au cas où l'origine doit être conservée ni au cas où la fonction peut prendre la valeur 1. Nous parvenons à effectuer l'élimination sans ces inconvénients, en utilisant principalement un lemme que nous démontrons et qui s'énonce comme suit :

LEMME. — *Si $f(z)$ est une fonction holomorphe et privée de zéros dans le cercle unité, on a ou bien*

$$m(r, f) < \log |f(0)| + H$$

ou bien, en posant $V(r, f) = m(r, f) + m(r, 1/f)$,

$$m\left(r, \frac{f}{f^{(k)}}\right) < \frac{1}{(\rho - r)^2} \left[\alpha_k \log |f(0)| + \beta_k \log \frac{1}{\rho - r} + \gamma_k \log V(\rho, f) \right] \quad (r < \rho < 1).$$

H, α_k , β_k , γ_k sont des constantes numériques ne dépendant que de k .

Ce lemme pourrait jouer, avec des inégalités de M. R. Nevanlinna ou des inégalités de M. Milloux, un rôle utile dans bien des problèmes; en particulier, il permet de donner une nouvelle démonstration simple pour le théorème de M. Schottky et le théorème de M. Miranda.

2. En cherchant à étendre un théorème de M. Montel⁽⁴⁾, nous sommes conduit à un résultat général imprévu en ce qui concerne la croissance des fonctions. On sait que le théorème bien connu de M. Schottky donne, pour une fonction $f(z)$ holomorphe privée de 0 et 1 dans le cercle unité, une limitation ne dépendant que de $f(0)$ et $|z|$; nous trouvons une telle limitation en considérant simplement 0 comme valeur lacunaire. Le théorème analogue que nous démontrons est le suivant :

THÉORÈME A. — *Soit une fonction holomorphe d'ordre fini λ dans le cercle unité, définie par*

$$(1) \quad f(z) = c_0 + c_h z^h + \dots \quad (c_0, c_h \neq 0);$$

si elle ne s'annule pas et si on suppose que $c_0 \neq 1$, on a pour $0 < \delta \leq r < 1$ et quelque petit que soit δ , l'inégalité

$$(2) \quad \log M(r, f) < \frac{1}{(1-r)^s} \left[H \Omega(c_0 \delta) + K \log \frac{2}{1-r} \right]$$

où s est un nombre choisi tel que $s = 3$ si $\lambda < 2$ et $s > \lambda + 1$ dans le cas contraire;

(2) A. Bloch a déjà fait une remarque sur cette valeur, voir *Mém. Sc. Math.*, 20, p. 48.

(3) G. VALIRON, *Acta Math.*, 47, 1926, p. 139.

(4) *Mém. Acad. de Belgique, Cl. de Sc.*, 2^e série, 6, 1922, p. 1-41; voir aussi *Mém. Sc. Math.*, 20, p. 42.

et

$$\Omega(c_0, \delta) = \log |c_0| + \log \left| \frac{1}{c_0} \right| + \log \left| \frac{1}{c_0 - 1} \right| + \log \frac{1}{\delta}.$$

3. Soit une famille de fonctions $f(z)$ ayant un développement de forme (1) et désignons la par (f) ; nous appellerons *famille réduite de (f)* toute famille (φ) dont les fonctions $\varphi(z)$ sont obtenues en remplaçant dans (1) c_0 par un nombre fixe Λ .

En nous appuyant sur le théorème A nous démontrons le suivant :

THÉORÈME I. — *Toute famille de fonctions holomorphes $f(z)$ d'ordre fini dans le cercle unité, telle que les fonctions $\varphi(z)$ d'une de ses familles réduites ne s'annulent pas et que $\Lambda = \varphi(0) \neq 1$, est normale dans le cercle unité.*

Cette proposition est comparable au théorème de M. Montel dont nous avons parlé au n° 2. Mais à l'aide d'un résultat de M. Montel, le théorème A nous permet encore d'obtenir le suivant :

THÉORÈME II. — *Toute famille de fonctions $f(z)$ holomorphes d'ordre fini dans le cercle unité, telle que les $f(z)$ ne s'annulent pas et que $f(0) \neq 1$, est normale dans le cercle unité.*

Ce théorème comprend celui de M. Montel, dans le cas de l'ordre fini. Inversement, le dernier peut fournir au premier une démonstration plus directe.

4. Comme théorème analogue à celui de M. Landau, nous obtenons :

THÉORÈME L. — *Soit une fonction holomorphe d'ordre fini, définie par*

$$f(z) = c_0 + c_1 z + \dots + c_n z^n + \dots \quad (c_0, c_1 \neq 0)$$

dans le cercle $|z| < R$; si elle ne s'y annule pas et si $c_0 \neq 1$, on a

$$|c_1| R < K e^{H\Omega(c_0)}, \quad \text{avec} \quad \Omega(c_0) = \log |c_0| + \log \left| \frac{1}{c_0} \right| + \log \left| \frac{1}{c_0 - 1} \right|.$$

H et K étant des constantes numériques.

5. *Cas de l'ordre infini.* — Soit $\rho[1/(1-r)]$ un des ordres de $f(z)$, d'après la définition que nous avons introduite ⁽⁵⁾.

En généralisant un lemme à l'aide duquel nous avons démontré le théorème A, nous trouvons sous certaines hypothèses, au lieu de (2), une inégalité de la forme

$$\log M(r, f) < (2x)^{\rho(x)(1+\varepsilon)} [H\Omega(c_0, \delta) + K\rho(x) \log(2x)], \quad \text{avec} \quad x = \frac{1}{1-r},$$

ce qui permet d'obtenir les théorèmes I et II.

6. Les critères I et II s'étendent aisément au cas d'un domaine fini connexe quelconque, et on trouve des théorèmes analogues pour les fonctions méromorphes.

(5) *Loc. cit.*

GÉOMÉTRIE ALGÈBRIQUE. — *Conjugaison et fibration dans les algèbres normales.*

Note (*) de M. **ROGER PERNET**, présentée par M. René Garnier.

Dans un produit tensoriel de deux espaces abstraits, on définit pour toute classe d'algèbres une variété canonique fibrée et des sous-variétés dont les projections sur un des espaces composants sont des variétés indivisibles, importantes en arithmétique.

Soit R le radical d'une algèbre associative A de rang fini N sur un corps commutatif P , de caractéristique $\neq 2$, et k le plus petit surcorps pour lequel l'algèbre semi-simple $A/R = \sum_{i=1}^{\mu} A_m$, somme directe d'algèbres normales simples A_m ; e_m projecteur de A/R sur A_m est l'unité de A_m , e celle de A/R .

$z = \sum_{i=1}^N \xi_i u_i$ est l'élément général de A/R . Les u_i forment une base telle que : $u_i u_j = \sum_{l=1}^N \rho_{ijl} u_l$ où $\rho_{ijl} \in k$ dit corps initial et les ξ_i prennent leurs valeurs dans un domaine universel Δ défini sur k .

Si n (resp. n_m) est le rang de A/R (resp. A_m), on a $n = \sum_{i=1}^{\mu} n_m^2$.

La théorie se rapporte à des « modèles » au sens de l'équivalence « prébrauérienne » si l'on range dans une même classe les algèbres de même suite $(n_1, n_2, \dots, n_m)$.

A. *Cas des algèbres semi-simples.* — $R=0$ et tout $z = \sum_{i=1}^{\mu} z_m (z_m \in A_m)$ est identifié soit au point de coordonnées ξ_i , d'un espace abstrait E_{Δ} , soit à sa matrice image Z dans une représentation isomorphe sur un anneau $\mathcal{A} \simeq \sum_{i=1}^{\mu} A_m$, somme directe d'algèbres totales de matrices. On pose : $E_{\Delta} \simeq \prod_{i=1}^{\mu} E_{\Delta}'' (E_{\Delta}'' \text{ restriction de } E_{\Delta} \text{ pour } z_m)$. A_m étant normale simple, son polynôme caractéristique est la $n^{\text{ième}}$ puissance de son polynôme rang : $F_m(\lambda) = [G_m(\lambda)]^{n_m} = [\lambda g_m(\lambda) + \delta_m e_m]^{n_m}$ où $\delta_m = |Z_m|$ déterminant de Z_m et où $\tilde{Z}_m = -g_m(Z_m)$ est la matrice adjointe de Z_m : par définition, la fonction de A_m -conjugaison de z_m est $\tilde{z}_m = -g_m(z_m)$.

Si z_m est régulier : $\tilde{z}_m = z_m^{-1} \delta_m e_m$.

(*) Séance du 23 mars 1953.

Si z_m est irrégulier : $\delta_m = 0$ et $\tilde{z}_m$ est diviseur de zéro. Si, de plus, les premiers mineurs de Z_m s'annulent : $\tilde{Z}_m = \tilde{z}_m = 0$.

$z_m \tilde{z}_m = \delta_m e_m$ est la A_m -norme de z_m .

Le A -conjugué de z_m dans A est la fonction $\bar{z}_m = \delta / \delta_m z_m$ où $\delta = \prod_1^\mu \delta_m = |Z|$.

On déduit : $z\bar{z} = e\delta = z$, A -norme de z .

Propriétés :

1° $z\bar{z} = \bar{z}z$, 2° $\overline{z z'} = z' \bar{z}$.

3° Les coordonnées ξ_i de $\bar{z}$ sont des formes sur k de degré $\sum_1^\mu n_m - 1$ en les ξ_i .

4° La notion est indépendante de la base choisie dans chaque A_m et la A -norme demeure invariante si l'on multiplie Z par un élément du groupe unimodulaire de $\mathcal{A}$.

5° $\tilde{z}_m = z_m$ si, et seulement si, $n_m = 2$ (quaternions).

6° $z \rightarrow \bar{z}$ induit sur E_Δ une transformation birationnelle $\mathfrak{Z}$ dont les éléments invariants dépendent de la caractéristique du corps. Les parties régulières et irrégulières sont stables pour $\mathfrak{Z}$ et tout point de la chaîne F_Δ , définie par les hypersurfaces de E_Δ d'idéaux (δ_m) , est exceptionnel.

Algèbres satellites. — Toute A_m -norme peut être considérée comme le déterminant de la matrice générique d'une algèbre totale de matrices de rang pair après spécialisation évidente de certaines coordonnées, si n_m est impair. On supposera donc désormais $n_m = 2\nu_m$ pour tout m .

Soit z' l'élément général d'une algèbre $A' \simeq A$ et $\mathcal{L}$ l'application qui, à tout $z \otimes z' \in E_\Delta \otimes E'_\Delta \sim \mathcal{E}$ fait correspondre $z z' \in E_\Delta$. On restreint $\mathcal{L}$ à une partie convenable $\mathcal{V} \subset \mathcal{E}$ de manière que :

1° $z' = 1$.

2° $0 = z z' = \sum_1^\mu z_m \bar{z}'_m = \sum_1^\mu \theta_m \delta / \delta_m \delta'_m$ soit tel que l'équation rang de chaque θ_m

se réduise à la forme :

$$(1) \quad \theta_m^{\nu_m} + A_{\nu_m, 2\nu_m} \theta_m^{\nu_m} + \delta_m \delta'_m e_m = 0, \quad \text{où } A_{\nu_m, 2\nu_m} \in k[\xi, \xi']$$

(ξ, ξ' coordonnées de z, z' respectivement). Θ_m désignera l'image de θ_m .

Il faut et il suffit pour cela que les ξ' soient solutions d'un idéal semi-premier $\mathcal{J}$ sur $k(\xi)$, de dimension déterminée ρ , engendré par l'idéal principal $(z' - 1)$ et des idéaux principaux A_{ρ, ν_m} dont chacun est somme de mineurs principaux de rang $\rho \neq \nu_m$ de la matrice ZZ' . Soit $\mathcal{V}$ la variété associée à $\mathcal{J}$, pris comme idéal sur k après spécialisation des ρ paramètres.

Une transformation de Frobenius $F_m : T_m = \Theta_m^{\nu_m}$ ramène toute équation (1) à une équation du second degré et tous les éléments t_m d'image $T_m = \Theta_m^{\nu_m}$

forment une algèbre Λ_n^* isomorphe à une algèbre de quaternions dont le corps initial est un surcorps K_m de k . On définit alors $\Lambda^* \simeq \sum_1^\mu \Lambda_m^*$ dite satellite de Λ dont le corps initial K contient k (K corps minimal contenant les K_m) et qui dépend de ρ paramètres.

Soit ω_m la variété linéaire à quatre dimensions définie dans E_Δ'' par un point générique dont les coordonnées sont celles d'un élément général de Λ_m^* . Dans F_m^{-1} tout point de ω_m a pour homologue un ensemble isomorphe à un Δ -module matriciel de Λ dont la dimension déterminée à l'aide de théorèmes de Frobenius et de Ceccioni ne dépend que de la forme de la décomposition de ν_m en facteurs premiers, de l'appartenance à K de certaines racines $\nu_m^{i \bmod m}$ de 1 et du fait que les deux racines de l'équation $t_m^2 + A_{\nu_m, 2\nu_m} t_m + \delta_m \delta'_m c_m = 0$ sont distinctes ou non (i. e. $t_m \in$ ou $\notin \Delta e_m$). La structure de W_m homologue de ω_m est ainsi déterminée.

Dans E_Δ : l'homologue de $\omega \simeq \prod_1^\mu \omega_m$ image de Λ^* par $F^{-1} \simeq \prod_1^\mu F_m^{-1}$ est une variété $W \simeq \prod_1^\mu W_m$ dont la partie régulière $\bar{W}$ est réunion de 2^μ parties disjointes de E_Δ , chacune isomorphe au produit de la partie $\bar{\omega}_{uv}$ correspondante (u, v , partition des μ premiers nombres) et d'un Δ -module matriciel de $\mathfrak{A}$ dépendant de la partition choisie.

THÉORÈME. — *La partie régulière (resp. irrégulière) de $\mathcal{V} \subset \mathfrak{E}$ est canoniquement isomorphe au produit du groupe unimodulaire de $\mathfrak{A}$ et de la partie régulière (resp. irrégulière) d'une variété $W \subset E_\Delta$, homologue d'une variété linéaire à 4μ dimensions par l'inverse d'une transformation de Frobenius.*

HYDRODYNAMIQUE. — *Méthode de solution pratique des problèmes d'écoulements de filtration non permanents à surface libre.* Note de MM. **GEORGES SCHNEEBELI** et **PIERRE HUARD DE LA MARRE**, transmise par M. Joseph Pérès.

En supposant que l'écoulement suit la loi de Darcy, on peut écrire la loi de filtration $\bar{V} = -K \overline{\text{grad } \varphi}$ avec $\varphi = p/\varpi + z$ (l'axe des z étant pris selon la verticale ascendante). Dans cette hypothèse la condition d'incompressibilité entraîne $\Delta_2 \varphi = 0$. La fonction φ , qui dépend du temps dans le cas d'un écoulement non permanent, est donc harmonique à chaque instant.

Au point de vue des conditions aux limites à imposer à φ , on distingue quatre types de limites :

les limites imperméables sur lesquelles la condition est à chaque instant $\partial \varphi / \partial n = 0$;

les limites en contact avec des zones d'eau libre, le long desquelles le potentiel est à chaque instant égal à h_0 , cote du plan d'eau libre à cet instant ;

les surfaces de suintement, en contact avec l'air libre, sur lesquelles $\varphi = z$; la surface libre, où l'on a $\varphi = z$, mais qui se déplace dans le temps.

Il est aisé de résoudre l'équation de Laplace à un instant donné par analogie rhéoelectrique, pourvu que l'on connaisse la position de la surface libre et celle des plans d'eau amont et aval entre lesquels se fait l'écoulement. Il se pose donc en premier lieu le problème de la détermination du mouvement de la surface libre en fonction de ces plans d'eau. Ce problème n'a été résolu jusqu'à présent que pour les écoulements où l'on peut négliger les composantes verticales des vitesses. Pour le cas général, Boussinesq ⁽¹⁾ avait, dès 1904, posé l'équation du mouvement de la surface libre. Pour les problèmes plans se réduisant à une dimension horizontale et une dimension verticale, cette équation peut se mettre sous la forme suivante :

$$(1) \quad \frac{\varepsilon}{k} \frac{\partial h}{\partial t} = \left(1 - \frac{\partial \varphi}{\partial z}\right) (1 + i^2) - 1,$$

où $h = h(x, t)$ est la cote de la surface libre au-dessus du plan de référence $z = 0$, $i = \partial h / \partial x$ sa pente, et ε la porosité du milieu perméable.

A un instant donné t_1 , et pour une surface libre donnée, la solution de l'équation de Laplace par analogie électrique donne les valeurs de $\partial \varphi / \partial z$, et par suite, d'après (1), les valeurs de la vitesse de déplacement $\partial h / \partial t$ de la surface libre, en chacun de ses points.

Soit h_1 et h_2 les cotes de la surface libre aux instants t_1 et $t_2 = t_1 + \delta t$ (cotes relatives à deux points de même abscisse). A l'aide de développements en séries de Mac-Laurin, on établit facilement que

$$(2) \quad h_2 - h_1 = \frac{1}{2} \left[\left(\frac{\partial h}{\partial t} \right)_1 + \left(\frac{\partial h}{\partial t} \right)_2 \right] \delta t,$$

avec une erreur de l'ordre de $1/12 (\partial^3 h / \partial t^3)_1 \cdot \delta t^3$, négligeable si δt petit. Étant donné une surface libre à un instant t_1 , on peut donc déterminer expérimentalement, à l'aide des analogies électriques, par approximations successives, la position de la surface libre à l'instant t_2 , qui doit vérifier en chaque point l'équation (2).

Nous avons utilisé jusqu'à présent deux techniques analogiques ; celle du réseau rhéoelectrique et celle du papier conducteur ⁽²⁾. La première se prête facilement aux problèmes comportant des zones de perméabilités différentes, et permet également de traiter le cas des écoulements radiaux (puits). La seconde peut être utilisée dans le cas des massifs homogènes et isotropes.

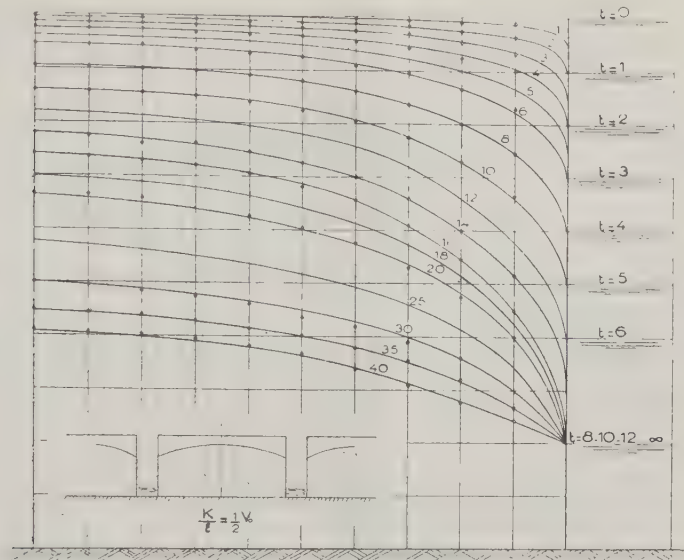
Dans le cas des écoulements en milieux anisotropes, l'équation (1) devient

$$\frac{\varepsilon}{k} \frac{\partial h}{\partial t} = \left(1 - \frac{\partial \varphi}{\partial z}\right) \left(1 + \frac{k_r}{k_z} i^2\right) - 1.$$

⁽¹⁾ *Comptes rendus*, 139, 1904, p. 387.

⁽²⁾ P. HUARD DE LA MARRE, *Comptes rendus*, 235, 1952, p. 602.

Pour tenir compte approximativement de la capillarité, il suffit de remplacer les conditions $\varphi = z$ sur la surface libre par $\varphi = z - \xi$, ξ étant la hauteur d'ascension capillaire moyenne de l'eau dans le sol.



Drainage d'un massif rectangulaire. — Réaction de la surface libre à l'abaissement du niveau dans les tranchées.

La figure ci-jointe représente le résultat obtenu au réseau électrique, de l'étude du drainage d'un massif rectangulaire. Au temps zéro, l'eau est à la cote 10 dans les tranchées et dans les massifs. Le niveau de l'eau dans les tranchées s'abaisse à la vitesse constante V_0 de $t=0$ à $t=8$, puis demeure fixe à partir de $t=8$. Les positions de la surface libre pour différentes valeurs de t sont indiquées. La valeur de V_0 est telle que $V_0 = 2 k/\epsilon$.

HYDRAULIQUE. — *Oscillations dans deux chambres d'équilibre placées sur les systèmes d'amenée et de fuite d'une usine.* Note de MM. **LÉOPOLD ESCANDE** et **ROGER HURON**, transmise par M. Charles Camichel.

Mise en équation des oscillations dans les chambres d'équilibre situées respectivement à l'aval du canal d'amenée et en tête du canal de fuite en charge d'une usine hydroélectrique.

Considérons une usine débitant une puissance électrique constante, sur un réseau isolé. Supposons les canaux d'amenée et de fuite, en charge, munis chacun d'une cheminée d'équilibre, et étudions les oscillations engendrées dans ces ouvrages par l'action du régulateur.

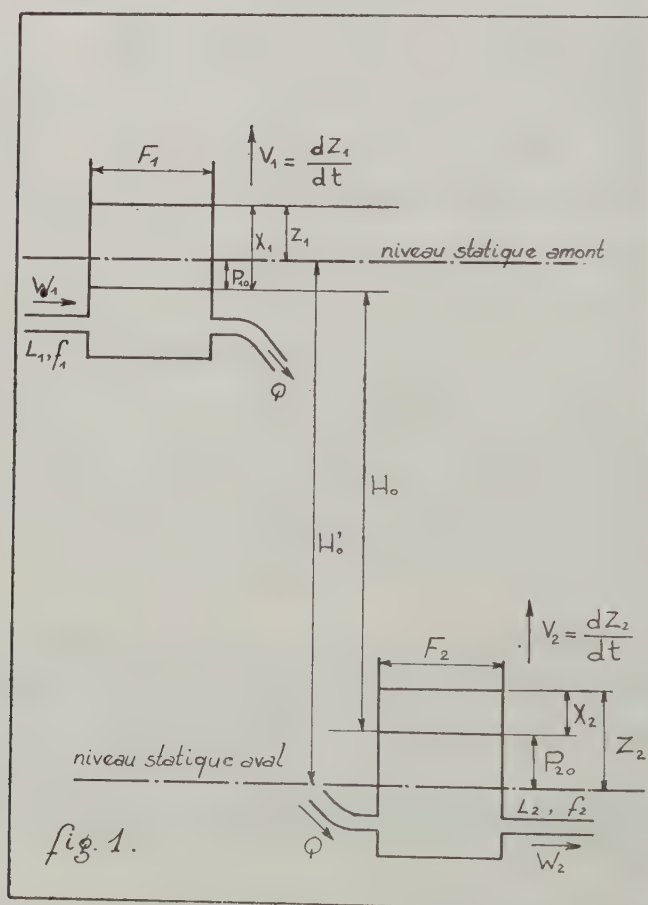
En affectant de l'indice 1 le système d'amenée et de l'indice 2 le système de fuite, nous posons

$$\begin{aligned} U_{10} = V_{10} = \frac{Q_0}{F_1}, \quad W_{10} = \frac{Q_0}{f_1}, \quad U_1 = \frac{Q}{F_1}, \quad W_1 = \frac{Q}{f_1}, \quad V_1 = \frac{dz_1}{dt}, \\ U_{20} = V_{20} = \frac{Q_0}{F_2}, \quad W_{20} = \frac{Q_0}{f_2}, \quad U_2 = \frac{Q}{F_2}, \quad W_2 = \frac{Q}{f_2}, \quad V_2 = \frac{dz_2}{dt} \end{aligned}$$

avec

$$\begin{aligned} Z_{1*} = U_{10} \frac{T_1}{2\pi} = \frac{Q_0}{F_1} \sqrt{\frac{L_1 F_1}{g f_1}}, \\ Z_{2*} = U_{20} \frac{T_2}{2\pi} = \frac{Q_0}{F_2} \sqrt{\frac{L_2 F_2}{g f_2}}. \end{aligned}$$

P_1, P_2, P_{10}, P_{20} désignant les pertes de charge dans les canaux d'amenée ou de fuite pour les débits Q ou Q_0 .



Nous utilisons les grandeurs relatives habituelles.

L'action du régulateur se traduit par la relation

$$Q_0 H_0 = Q (H_0 + X_1 - X_2),$$

d'où l'on déduit, en première approximation

$$(1) \quad u_1 = u_2 = 1 - \frac{x_1}{h_{10}} + \frac{mx_2}{h_{10}} = 1 - \frac{1}{m} \frac{x_1}{h_{20}} + \frac{x_2}{h_{20}}$$

avec

$$(2) \quad m = \frac{Z_{2*}}{Z_{1*}} = \sqrt{\frac{L_2 f_1 F_1}{L_1 f_2 F_2}}.$$

En faisant, dans les équations générales, la même hypothèse de linéarisation que pour l'établissement de la condition de Thoma, dans la transformation des expressions de p_{10} et p_{20} , on écrit, par exemple,

$$(3) \quad p_1 = p_{10} \left[1 + \frac{1}{\pi} \frac{dx_1}{dt'_1} - \frac{2x_1}{h_{10}} + m \frac{2x_2}{h_{20}} \right].$$

On aboutit alors, sans difficulté, au système différentiel (4) suivant :

$$(4) \quad \begin{cases} \frac{d^2 x_1}{dt'^2_1} - 2\pi \left[\frac{1}{h_{10}} - 2p_{10} \right] \frac{dx_1}{dt'_1} + 4\pi^2 \left[1 - \frac{2p_{10}}{h_{10}} \right] x_1 = -\frac{2\pi}{h_{10}} \left[\frac{1}{k} \frac{dx_2}{dt'_2} + 4\pi m p_{10} x_2 \right], \\ \frac{d^2 x_2}{dt'^2_2} - 2\pi \left[\frac{1}{h_{20}} - 2p_{20} \right] \frac{dx_2}{dt'_2} + 4\pi^2 \left[1 - \frac{2p_{20}}{h_{20}} \right] x_2 = -\frac{2\pi}{h_{20}} \left[k \frac{dx_1}{dt'_1} + \frac{4\pi}{m} p_{20} x_1 \right]. \end{cases}$$

avec $k = F_2/F_1$ et en remarquant que $t'_1 = k m t'_2$.

En revenant à la variable t , les équations des oscillations s'écrivent :

$$(5) \quad \begin{cases} \frac{d^2 x_1}{dt^2} + a_1 \frac{dx_1}{dt} + b_1 x_1 = A_1 \frac{dx_2}{dt} + B_1 x_2, \\ \frac{d^2 x_2}{dt^2} + a_2 \frac{dx_2}{dt} + b_2 x_2 = A_2 \frac{dx_1}{dt} + B_2 x_1, \end{cases}$$

avec (6) :

$$(6) \quad \begin{cases} a_1 = -\frac{2\pi}{T_1} \left(\frac{1}{h_{10}} - 2p_{10} \right), & b_1 = \frac{4\pi^2}{T_1^2} \left(1 - \frac{2p_{10}}{h_{10}} \right); \\ a_2 = -\frac{2\pi}{T_2} \left(\frac{1}{h_{20}} - 2p_{20} \right), & b_2 = \frac{4\pi^2}{T_2^2} \left(1 - \frac{2p_{20}}{h_{20}} \right); \\ A_1 = -\frac{2\pi}{h_{10}} \frac{F_1}{F_2} \frac{T_2}{T_1^2}, & B_1 = -8\pi^2 \frac{p_{10}}{h_{10}} \frac{F_1}{F_2} \frac{T_2}{T_1^3}; \\ A_2 = -\frac{2\pi}{h_{20}} \frac{F_2}{F_1} \frac{T_1}{T_2^2}, & B_2 = -8\pi^2 \frac{p_{20}}{h_{20}} \frac{F_2}{F_1} \frac{T_1}{T_2^3}. \end{cases}$$

ASTROPHYSIQUE. — *Sur la loi d'association par magnitudes des composantes dans les étoiles doubles.* Note de M. **PAUL MULLER**, présentée par M. André Danjon.

Étudiant la répartition des différences de magnitudes dans les étoiles doubles visuelles, on s'est proposé en particulier de la comparer à celle que ferait prévoir la théorie dans le cas où les couples seraient assemblés au hasard.

Le nombre des étoiles dont la magnitude apparente est comprise entre $m - 0,5$ et $m + 0,5$ croît avec m suivant une progression qui, tout au moins dans les limites qui nous intéressent ici, est représentée avec des écarts petits et non systématiques par la formule

$$\log N(m) = a + b \cdot m.$$

La valeur du coefficient b (voisine de 0,5) suffit à déterminer entièrement la loi de fréquence probable des Δm . Les formules obtenues ⁽¹⁾ donnent des résultats très différents suivant la façon de limiter le domaine de magnitudes considéré :

1° Si l'on ne fait pas explicitement une hypothèse contraire, la valeur de m_A (magnitude de l'étoile principale) et celle de Δm ne sont pas bornées supérieurement; le résultat serait d'ailleurs le même si cette dernière l'était seule. On peut alors associer à chaque étoile A un nombre de compagnons B *croissant* avec m_B , donc avec Δm . La sommation par rapport à m_A conserve cette allure à la répartition des Δm , laquelle suit finalement une loi de la même forme que celle des magnitudes écrite plus haut.

2° Mais, dans la pratique, tout matériel d'observation comporte une limite supérieure *commune* à m_A et à m_B , c'est-à-dire une limite de Δm liée à chaque valeur de m_A . La sommation doit se faire alors par rapport à m_B , et l'on ne peut associer à chaque étoile B qu'un nombre d'étoiles A *décroissant* quand Δm augmente. Le calcul montre que $\log N(\Delta m)$ suit une loi très proche d'une progression exactement inverse de la précédente, avec un terme $-b \cdot \Delta m$.

Voyons maintenant ce que donne l'observation.

Nous avons utilisé uniquement les éléments contenus dans notre catalogue de magnitudes photométriques des composantes de plus de 300 systèmes doubles ou multiples ⁽²⁾. Ces magnitudes résultent des valeurs déterminées à Harvard globalement pour le couple, combinées avec les Δm mesurés par nous. Le matériel ainsi rassemblé est particulièrement homogène, et il offre la précision nécessaire pour garantir contre les erreurs systématiques qui n'eussent pas manqué d'affecter une statistique basée sur des magnitudes et surtout sur des différences Δm estimées. Les écartements vont de 0'',5 à 12'' environ, de sorte que même les valeurs de Δm atteignant 2 ou 3 unités ne risquent pas encore de présenter des fréquences réduites par la sélection instrumentale. La limite extrême des magnitudes est entre 9 et 10, mais leur répartition n'a été jugée exempte d'un effet de sélection que jusqu'à la 8°. On a enfin limité la statistique à $\Delta m = 2$ en raison du trop petit nombre d'objets au delà de cette valeur.

(1) Un Mémoire plus complet, donnant notamment le détail de cette théorie, sera publié ultérieurement.

(2) *Ann. de l'Obs. de Strasbourg*, 3, fasc. 3, 1951, II.

Le tableau ci-dessous donne la répartition des couples par intervalles de Δm de 0,20; en regard sont indiqués les nombres calculés d'après la loi :

$$\log N(\Delta m) = a' - b \cdot \Delta m$$

où le coefficient b a été pris avec la valeur même qui caractérise la distribution générale des étoiles simples jusqu'à la 8^e magnitude, tandis que la constante a' correspond au volume total du matériel utilisé.

$\Delta m.$	N obs.	N calc.	$\Delta m.$	N obs.	N calc.
0,00-0,19.....	56	49	1,00-1,19.....	15	15
0,20-0,39.....	36	39	1,20-1,39.....	14	12
0,40-0,59.....	22	30	1,40-1,59.....	9	9
0,60-0,79.....	22	24	1,60-1,79.....	10	8
0,80-0,99.....	19	19	1,80-1,99.....	6	6

Les écarts entre l'observation et le calcul ne paraissent pas dépasser ce que l'on pouvait attendre du matériel utilisé. Les tests usuels montrent du reste que leur accord est significatif. Le résultat est donc conforme à l'hypothèse que, du point de vue des magnitudes, les étoiles doubles visuelles se présentent comme des assemblages fortuits.

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *Les identités de divergence dans la nouvelle théorie unitaire.* Note de M. S. N. BOSE, présentée par M. Louis de Broglie.

Einstein ⁽¹⁾ a déduit les quatre identités de divergence de sa nouvelle théorie des identités de Bianchi, en y levant l'ambiguïté de la différenciation covariante.

La méthode de Hilbert ⁽²⁾ légèrement modifiée fournit aussi immédiatement le résultat; il est peut-être intéressant d'indiquer le mode de calcul.

La relation entre les coefficients de connexion affine $\Gamma_{\mu\nu}^{\alpha}$ et $g^{\mu\nu}$ n'est pas simple dans la nouvelle théorie. On ne peut donc appliquer directement ici la méthode de Hilbert de variation d'une fonction invariante de $g^{\mu\nu}$ et de ses dérivées. Dans la nouvelle théorie, on ne suppose pas initialement cette relation entre Γ et g et la variation donne les équations ainsi que les équations de connexion de Γ et g . La nouvelle démonstration proposée tient compte de ceci. On comprendra la méthode d'après les indications suivantes.

Formons le tenseur $R_{\mu\nu}$, contracté du tenseur de Riemann généralisé. Son caractère covariant est évident d'après la loi de transformation de $\Gamma_{\mu\nu}^{\alpha}$ comme dans la théorie symétrique. $g^{\mu\nu}R_{\mu\nu}$ est donc un invariant dans les changements de coordonnées, de même que l'expression $|g|^{1/2} dx_1 dx_2 dx_3 dx_4 = |g|^{1/2} dv_4$.

⁽¹⁾ *Canad. J. Math.*, 2, 1950, p. 120 et suiv.

⁽²⁾ *Math. Ann.*, 92, 1924, p. 1 et suiv.

Si $R_{\mu\nu} = 0$ l'intégrale

$$(1) \quad I = \int R_{\mu\nu} \delta g^{\mu\nu} \sqrt{g} d\nu_k = 0$$

pour une variation quelconque des seuls $g^{\mu\nu}$; $R_{\mu\nu}$ étant fonction des coefficients de connexion affine n'est pas changé dans la variation.

Observons avec Hilbert ⁽²⁾ que

$$(2) \quad p^{\mu\nu} = \frac{\partial g^{\mu\nu}}{\partial x^\sigma} \varphi^\sigma - g^{\mu\sigma} \varphi^\nu_\sigma - g^{\sigma\nu} \varphi^\mu_\sigma$$

construit à partir d'un vecteur contrevariant arbitraire φ^σ peut être pris pour $\delta g^{\mu\nu}$ dans (1). D'où

$$(3) \quad 0 = \int R_{\mu\nu} \sqrt{|g|} \left(\frac{\partial g^{\mu\nu}}{\partial x^\sigma} \varphi^\sigma - g^{\mu\sigma} \varphi^\nu_\sigma - g^{\sigma\nu} \varphi^\mu_\sigma \right) d\nu_k.$$

L'intégration est étendue à une multiplicité à quatre dimensions limitée par une multiplicité à trois dimensions et l'on a partout $R_{\mu\nu} = 0$.

Nous observons que

$$(4) \quad \frac{d}{dx^\sigma} [R_{\mu\nu} g^{\mu\nu} \varphi^\sigma \sqrt{|g|}] = \frac{\partial R_{\mu\nu}}{\partial x^\sigma} g^{\mu\nu} \sqrt{|g|} \varphi^\sigma + R_{\mu\nu} \frac{\partial g^{\mu\nu}}{\partial x^\sigma} \sqrt{|g|} \varphi^\sigma + R_{\mu\nu} g^{\mu\nu} \left[\sqrt{g} \frac{\partial \varphi^\sigma}{\partial x^\sigma} + \frac{\partial \sqrt{g}}{\partial x^\sigma} \varphi^\sigma \right].$$

Si nous considérons $\varphi^\sigma \equiv \Delta x^\sigma$ comme une variation convenable petite et arbitraire des coordonnées, variation qui s'annule à la frontière, nous observons que

$$(5) \quad \left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \varphi^\sigma}{\partial x^\sigma} d\nu_k = \Delta \nu_k \quad \text{et} \quad \frac{\partial \sqrt{g}}{\partial x^\sigma} \varphi^\sigma = \Delta \sqrt{g} \\ \text{et} \\ \left[\sqrt{g} \frac{\partial \varphi^\sigma}{\partial x^\sigma} + \frac{\partial \sqrt{g}}{\partial x^\sigma} \varphi^\sigma \right] d\nu_k = \Delta (\sqrt{g} d\nu_k) \end{array} \right.$$

et par conséquent $= 0$, puisque $\sqrt{g} d\nu_k$ est invariant.

En multipliant (4) par $d\nu_k$ et en intégrant sur la multiplicité à quatre dimensions on a

$$(6) \quad \int \left[\frac{\partial R_{\mu\nu}}{\partial x^\sigma} g^{\mu\nu} \sqrt{|g|} \varphi^\sigma + R_{\mu\nu} \frac{\partial g^{\mu\nu}}{\partial x^\sigma} \sqrt{|g|} \varphi^\sigma \right] d\nu_k = \int \frac{\partial}{\partial x^\sigma} [R_{\mu\nu} g^{\mu\nu} \varphi^\sigma \sqrt{|g|}] d\nu_k,$$

$=$ une intégrale de surface $= 0$, d'après l'hypothèse de la variation.

On tire donc immédiatement de (3) et (6)

$$\int \left[R_{\mu\nu} (g^{\mu\sigma} \varphi^\nu_\sigma + g^{\sigma\nu} \varphi^\mu_\sigma) + \frac{\partial R_{\mu\nu}}{\partial x^\sigma} \varphi^\sigma \right] \sqrt{g} d\nu_k = 0.$$

Une intégration partielle pour éliminer les dérivées de φ^σ donne immédiate-

ment les identités

$$g^{\mu\nu} \sqrt{g} \frac{\partial R_{\mu\nu}}{\partial g^{\alpha\beta}} - \frac{d}{d g^{\alpha\beta}} [g^{\mu\nu} R_{\mu\sigma} + g^{\nu\mu} R_{\sigma\mu}] \sqrt{g} = 0$$

identiques au résultat d'Einstein ⁽³⁾. Toutefois, d'une certaine façon, notre résultat est légèrement plus général. On peut dire que le raisonnement d'Einstein est une méthode algébrique, où les connexions entre les coefficients affines et les $g^{\mu\nu}$ sont admises *a priori*, ainsi que les conditions d'intégrabilité et l'hypothèse particulière $\Gamma_{\alpha\mu}^{\alpha} - \Gamma_{\mu\alpha}^{\alpha} = 0$.

Notre démonstration est indépendante de ces hypothèses restrictives. En fait, en essayant de déduire les équations générales $R_{\mu\nu} = 0$ et les équations de connexion du principe de variation $\delta \int g^{\mu\nu} R_{\mu\nu} \sqrt{g} dV = 0$, on est conduit à la connexion d'Einstein seulement si $\Gamma_{\alpha\alpha}^{\alpha} - \Gamma_{\alpha\alpha}^{\alpha} = 0$.

D'autre part, en posant *a priori* la connexion d'Einstein, la compatibilité de la variation avec l'hypothèse initiale conduit à $\Gamma_{\mu}^{\alpha} = \Gamma_{\mu\alpha}^{\alpha} - \Gamma_{\alpha\mu}^{\alpha} = 0$.

Puisque la démonstration donnée ici n'utilise pas les équations de connexion, elle montre donc nettement que les identités ci-dessus sont indépendantes des équations de connexion. En fait, les $R_{\mu\nu}$ sont fonctions des Γ seules, et la démonstration des identités de divergence suppose seulement l'existence des dérivées premières des $g^{\mu\nu}$. Elle subsistent même quand par suite des singularités du champ des $g^{\mu\nu}$, il n'existe pas de dérivées secondes ou d'équation de connexion intégrable.

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *Excitation double de l'atome à deux électrons.*

Note de M. PAUL KESSLER, présentée par M. Louis de Broglie.

Dans l'atome à plusieurs électrons, les transitions multiples sont interdites en approximation d'ordre zéro, c'est-à-dire en négligeant l'interaction électrostatique entre les électrons et l'interaction spin-orbite pour chaque électron.

En faisant intervenir ces deux formes d'interaction comme perturbation, et en se bornant au premier ordre, on peut avoir des transitions doubles ou triples.

Les transitions doubles obéissent à certaines règles de sélection :

$$\Delta L = 0, \pm 1; \Delta S = 0; \sum_{1,2} \Delta l \text{ impair.}$$

On a considéré ici le cas le plus élémentaire de transitions doubles, à savoir l'excitation double de l'atome à deux électrons (H^{-} , He, Li^{+} , Be^{++} etc.) à partir de l'état fondamental.

Dans ce cas particulier, l'interaction spin-orbite ne donne pas de contribution.

⁽³⁾ *Canad. J. Math.*, **92**, 1924, p. 125, équation (176).

D'autre part, en vertu des règles de sélection notées plus haut :

a. Il n'y a ici que des transitions vers des états symétriques dans les coordonnées d'espace;

b. Dans l'état final, on doit avoir : $l_2 = l_1 \pm 1$; et $L = 1$.

Les probabilités de transition double de l'état fondamental à un état $(n_1 l; n_2 l + 1)$ sont données (à un facteur de proportionnalité près) par :

$$P_{n_1 l; n_2 l + 1} = \left| \left\langle n_1 l; n_2 l + 1 \left| \sum_{1,2} \vec{r} \right| (10; 10)_I \right\rangle + \left\langle (n_1 l; n_2 l + 1)_I \left| \sum_{1,2} \vec{r} \right| 10; 10 \right\rangle \right|^2$$

où l'indice I indique le premier ordre.

Les fonctions d'ordre zéro qui apparaissent dans le développement de $(10; 10)_I$ sont sélectionnées de façon à interagir avec $(n_1 l; n_2 l + 1)$; et vice-versa. Cela donne :

$$P_{n_1 l; n_2 l + 1} = \left| \sum_{n=l+1}^{\infty} A(n) + \int_0^{\infty} A'(n') dn' + \sum_{n=l+2}^{\infty} B(n) + \int_0^{\infty} B'(n') dn' + \sum_{n=2}^{\infty} C(n) + \int_0^{\infty} C'(n') dn' \right|^2,$$

où

$$A(n) = \frac{\left\langle n_1 l; n_l \left| \frac{e^2}{r_{12}} \right| 10; 10 \right\rangle}{2 E_1 - E_{n_1} - E_n} \left\langle n_1 l; n_2 l + 1 \left| \sum_{1,2} \vec{r} \right| n_1 l; n_l \right\rangle,$$

$$B(n) = \frac{\left\langle n l + 1; n_2 l + 1 \left| \frac{e^2}{r_{12}} \right| 10; 10 \right\rangle}{2 E_1 - E_n - E_{n_2}} \left\langle n_1 l; n_2 l + 1 \left| \sum_{1,2} \vec{r} \right| n l + 1; n_2 l + 1 \right\rangle,$$

$$C(n) = \frac{\left\langle n_1 l; n_2 l + 1 \left| \frac{e^2}{r_{12}} \right| 10; n_1 \right\rangle}{E_{n_1} + E_{n_2} - E_1 - E_n} \left\langle 10; n_1 \left| \sum_{1,2} \vec{r} \right| 10; 10 \right\rangle,$$

et $A'(n')$, $B'(n')$, $C'(n')$ se déduisent respectivement de $A(n)$, $B(n)$, $C(n)$ en remplaçant les vecteurs propres $|n\rangle$ et les énergies E_n du spectre discret par les vecteurs propres $|n'\rangle$ et les énergies $E_{n'}$ du spectre continu.

Il a fallu établir les formules générales donnant les valeurs des éléments de matrice du type $\langle |e^2/r_{12}| \rangle$.

Les éléments de matrice du type $\langle |\vec{r}| \rangle$ ont été calculés par une formule de Gordon.

Les fonctions $A'(n')$, $B'(n')$, $C'(n')$ ne pouvant être intégrées de façon directe, on a utilisé la méthode de Simpson.

On a utilisé des approximations pour effectuer les sommations (ou intégrations) jusqu'à ∞ .

On a ainsi calculé les probabilités de transition à partir de l'état

fondamental vers neuf niveaux ($n_1 l, n_2 l + 1$), avec les résultats ci-dessous ($P_{n_1 l; n_2 l + 1}$ en $10^{-5} a^2/Z^4$) :

$n_1 s.$	$n_2 p.$	$2 p.$	$3 p.$	$4 p.$	$5 p.$	$n_1 p.$	$n_2 d.$	$3 d.$	$4 d.$
$2 s.$		1128	223	79	37	$2 p.$		6,0	2,8
$3 s.$		173	33	—	—				
$4 s.$		56	—	—	—				

MÉCANIQUE ONDULATOIRE. — *Le principe de Huygens et la diffraction de l'électron en théorie de Dirac.* Note (*) de M. ÉMILE DURAND, présentée par M. Louis de Broglie.

Dans son Ouvrage intitulé *Optique électronique et corpusculaire* ⁽¹⁾, M. Louis de Broglie a signalé l'intérêt qu'il y aurait à établir pour les ondes Ψ_n de Dirac, qui régissent le comportement de l'électron, un principe de Huygens analogue à celui qu'il avait donné pour les ondes électromagnétiques ⁽²⁾; nous allons donner ici la solution de ce problème.

Pour cela nous allons d'abord établir une identité très générale concernant une fonction quelconque $\Psi(x_1, x_2, x_3)$ des coordonnées, en partant de l'identité classique

$$(1) \quad \left\{ \begin{array}{l} 4\pi \Psi_n(x_1, x_2, x_3) \\ \text{ou zéro} \end{array} \right\} = -(\partial_u \partial^u + k^2 - k_0^2) \int_{\nu} \frac{e^{-i\sqrt{k^2 - k_0^2} r}}{r} \Psi_n(x'_1, x'_2, x'_3) d\nu.$$

Cette équation (1) s'applique indifféremment à l'une des quatre fonctions Ψ_n avec $n = 1, 2, 3, 4$. On a $r = \sqrt{(x_u - x'_u)(x^u - x'^u)}$, $d\nu' = dx'_1 dx'_2 dx'_3$ et l'on fait usage de la règle de sommation sur les indices muets u .

Si l'on désigne par α_u avec $u = 1, 2, 3$ et α_4 les quatre matrices de la théorie de l'électron de Dirac, α_0 étant la matrice unité à quatre rangs, on a entre opérateurs la relation

$$(2) \quad (\alpha_u \partial^u + ik_0 \alpha_4 + ik \alpha_0) (ik \alpha_0 - ik_0 \alpha_4 - \alpha_u \partial^u) = -(\partial_u \partial^u + k^2 - k_0^2).$$

Introduisons dans ces conditions quatre nouvelles fonctions Φ_n définies par

$$(3) \quad 4\pi \Phi_n = (ik \alpha_0 - ik_0 \alpha_4 - \alpha_u \partial^u) \int \frac{e^{-ikr}}{r} \Psi_n(x'_1, x'_2, x'_3) d\nu',$$

en posant pour simplifier $K^2 = k^2 - k_0^2$; l'identité (1) prend alors la forme simple

$$(4) \quad \text{zéro ou } \Psi_n = (\alpha_u \partial^u + ik_0 \alpha_4 + ik \alpha_0) \Phi_n,$$

(*) Séance du 23 mars 1953.

⁽¹⁾ Hermann, Paris, 1950, p. 216.

⁽²⁾ *Propagations guidées des ondes électromagnétiques*; Gauthier-Villars, Paris, 1941. Voir aussi sur ce sujet les publications de F. Croze et de ses collaborateurs : *Comptes rendus*, 228, 1949, p. 305 et 824.

Nous allons transformer successivement l'expression (3) des Φ_n en dérivant sous le signe somme et en notant que pour des fonctions de r , on a entre les dérivations ∂_u par rapport aux x_u et les dérivations ∂'_u par rapport aux x'_u la relation $\partial_u = -\partial'_u$ il vient alors

$$\begin{aligned} -\alpha_u \partial^u \int_V \frac{e^{-ikr}}{r} \Psi_n dV' &= - \int_V (\alpha_u \Psi_n) \partial^u \left[\frac{e^{-ikr}}{r} \right] dV' = \int_V (\alpha_u \Psi_n) \partial'^u \left[\frac{e^{-ikr}}{r} \right] dV' \\ &= \int_V \left\{ \partial'^u \left[\alpha_u \Psi_n \frac{e^{-ikr}}{r} \right] - \frac{e^{-ikr}}{r} (\alpha_u \partial'^u \Psi_n) \right\} dV' \end{aligned}$$

En transformant le premier terme de cette dernière intégrale en intégrale de surface et en ajoutant aux deux membres la quantité $(ik\alpha_0 - ik_0\alpha_3) \int_V (\dots) dV'$, on voit que (3) prend la forme

$$(5) \quad 4\pi\Phi_n = \int_S \frac{e^{-ikr}}{r} (\alpha_u n^u) \Psi_n dS' - \int_V \frac{e^{-ikr}}{r} (ik\alpha_0 - ik_0\alpha_3 - \alpha_u \partial'^u) \Psi_n dV'$$

les n^u désignant les composantes du vecteur unitaire de la normale extérieure de la surface S . L'identité que nous cherchions est donnée par (4) avec l'expression (5) pour Φ_n .

Revenons maintenant aux fonctions d'ondes Ψ_n de Dirac. On sait ⁽³⁾ qu'en l'absence de champ elles obéissent aux équations

$$(6) \quad (ik\alpha_0 - ik_0\alpha_3 - \alpha_u \partial'^u) \Psi_n(x'_1, x'_2, x'_3) = 0 \quad \text{avec} \quad \begin{cases} k_0 = \frac{2\pi m_0 c}{h}, \\ k = \frac{2\pi W}{ch}. \end{cases}$$

En tenant compte de (6) on voit que (5) se réduit à l'intégrale de surface, soit

$$(7) \quad 4\pi\Phi_n = \int_S \frac{e^{-ikr}}{r} (\alpha_u n^u) \Psi_n dS'.$$

Les grandeurs Φ_n reliées à Ψ_n par (4) sont les potentiels des fonctions d'ondes introduits il y a quelques années par l'auteur ⁽⁴⁾. Les formules (4) et (7) donnent les fonctions de Dirac en tout point d'un volume quand on connaît leur valeur sur la surface S qui le limite. Elles constituent aussi l'expression du principe de Huygens en Mécanique ondulatoire; les sources fictives d'électrons disposées sur la surface donnent Ψ_n à l'intérieur de S et zéro à l'extérieur.

Ces formules peuvent être directement utilisées dans la diffraction d'un électron par le bord d'un écran ou par un trou dans un écran. Ici il est inutile de prendre les mêmes précautions qu'en Électromagnétisme, car il n'est pas

⁽³⁾ L. DE BROGLIE, *La théorie des particules de spin 1/2*, Gauthier-Villars, Paris, 1952.

⁽⁴⁾ *Math. pures et appl.*, 28, 1949, p. 85.

nécessaire d'imposer aux potentiels Φ_n des conditions complémentaires analogues aux conditions de Lorentz. De plus, en Électromagnétisme le principe de Huygens ne s'applique qu'à la diffraction par les écrans noirs; ici il n'y a pas à apporter de telles restrictions, car les conditions aux limites en Mécanique ondulatoire sont beaucoup plus simples qu'en Électromagnétisme.

Au lieu d'utiliser les matrices α de Dirac dans la démonstration précédente, on pourrait utiliser les matrices de Von Neumann γ_ρ directement adaptées aux notations d'Univers avec $p=1, 2, 3, 4$. On a alors entre opérateurs les relations

$$(8) \quad (\gamma_\rho \partial^\rho + k_0 \gamma_0) (\gamma_\rho \partial^\rho - k_0 \gamma_0) = (\partial_\rho \partial^\rho - k_0^2)$$

et la démonstration est tout à fait analogue.

CHALEUR. — *Refroidissement des fils fins dans l'air comprimé et application aux courants prédisruptifs*. Note de M. **ANDRÉ BOULLAUD**, présentée par M. Gustave Ribaud.

Les résultats de la mesure du refroidissement de fils fins dans l'air comprimé sont en accord avec la théorie de Langmuir et permettent de conclure que les variations locales de densité du gaz dues à son échauffement par les courants prédisruptifs exercent un effet négligeable sur la tension d'amorçage de l'étincelle.

1. On a mesuré dans l'air comprimé entre 1 et 40 kg/cm² les variations, en fonction du courant, de la résistance électrique de fils fins d'environ 13 cm de longueur placés horizontalement dans l'axe d'une enceinte de 16 cm de diamètre. La valeur exacte du diamètre a des fils et leur température en ont été déduites au moyen des tables fixant la valeur de la résistivité et de son coefficient de température. La correction de rayonnement calculée à partir de la loi de Stefan compte tenu du facteur d'absorption étant négligeable, les échanges thermiques se faisaient uniquement par conductibilité et convection.

La théorie du phénomène donnée par Langmuir ⁽¹⁾ conduit à localiser la chute de température entre le fil et le gaz ambiant dans une gaine de diamètre b où les échanges se font pratiquement par conductibilité thermique seule. Le coefficient k de conductibilité thermique du gaz variant avec la température absolue T , posons par commodité

$$\int_0^T k dT = \Phi.$$

La fonction Φ est donnée avec une excellente approximation pour l'air entre 300 et 1300° K par

$$\log_{10}(4,186 \Phi) = -5,877 + 1,81 \log_{10} T.$$

⁽¹⁾ *Phys. Rev.*, 34, 1912, p. 401.

La puissance W watt dissipée par centimètre de longueur du fil est alors

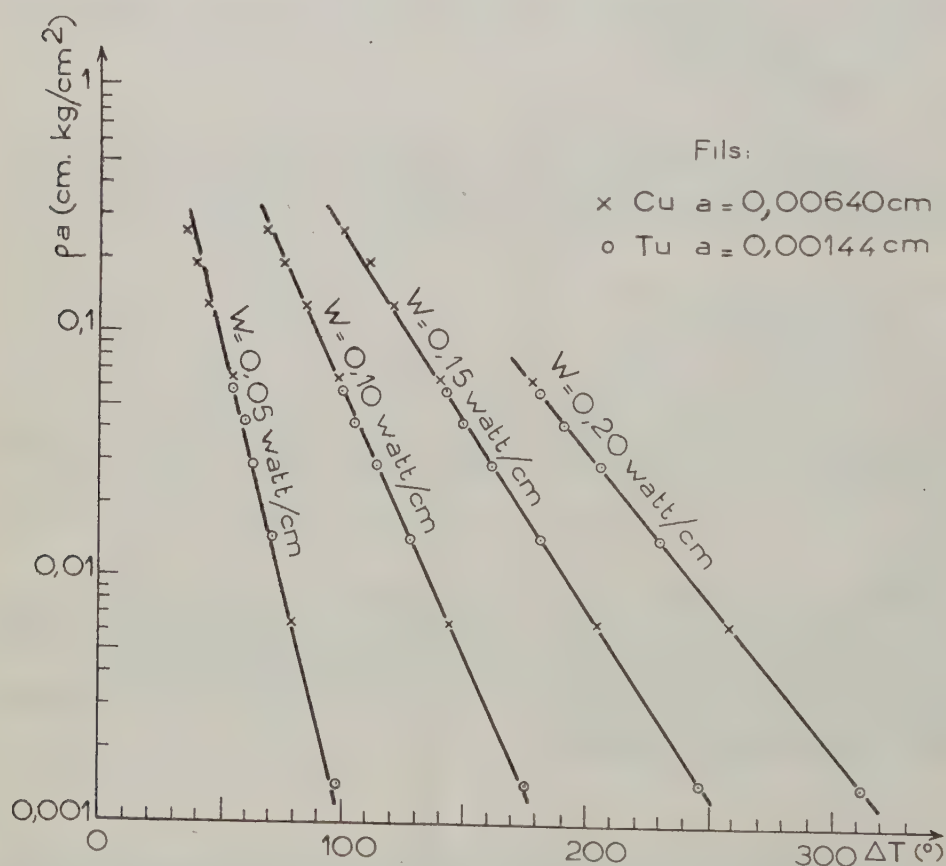
$$W = 4,186 \frac{2\pi(\Phi_2 - \Phi_1)}{\text{Log}_e \frac{b}{a}}$$

(a et b en centimètres, T_1 et T_2 températures absolues du gaz ambiant et du fil).

D'autre part

$$b \text{ Log}_e \frac{b}{a} = 2B,$$

B étant l'épaisseur de la gaine équivalente dans le cas d'une surface plane. D'après Langmuir, B est indépendant de a et de T et varie comme l'inverse de la densité ρ du gaz.



On en déduit que, lorsque ρ varie, l'élévation ΔT de température du fil pour une même puissance dissipée ne dépend que du produit ρa . Nos expériences vérifient cette conclusion (*fig.*), ainsi que la proportionnalité de W à $(\Phi_2 - \Phi_1)$. La linéarité apparente des courbes $\log_{10}(\rho a) = f(\Delta T)$ résulte de

la compensation dans le domaine de nos mesures des courbures de sens contraire résultant de la faible variation de b avec a d'une part, de la non-linéarité de $(\Phi_2 - \Phi_1)$ avec ΔT d'autre part.

2. L'idée que des variations locales de densité dues à l'échauffement du gaz par les courants prédisruptifs pourraient influencer sur la tension d'étincelle n'est pas nouvelle ⁽²⁾. Dans le cas des gaz comprimés, ces courants attribués à l'émission froide sont émis par un nombre restreint de centres d'aire très faible. La section des pinceaux de courant est alors déterminée par la diffusion. Au sein des faisceaux eux-mêmes, il existe un gradient de température et dans le cas où la libération d'énergie par unité de volume est constante, la différence de température entre l'axe et la paroi des faisceaux est donnée par

$$W = 4,186.4\pi(\Phi_3 - \Phi_2).$$

Finalement l'élévation de température sur l'axe par rapport au gaz ambiant est la somme de cette différence et de la chute dans la gaine de Langmuir entourant les faisceaux. Dans l'air à 50 kg/cm² et pour un champ électrique de 10⁶ V/cm le calcul montre que la dissipation de 0,02 W/cm/faisceau, produite par le passage d'un courant de 2.10⁻⁸ A, correspond à un écart de température entre l'axe et le gaz ambiant de 35° environ. Comme on majore l'effet des variations locales de densité en leur attribuant partout leur valeur sur l'axe, on en déduit que αp est multiplié par un nombre inférieur à 3. Par suite de la faiblesse de $\exp\left(\int_0^d \alpha dx\right)$, le phénomène est incapable d'expliquer même partiellement les écarts à la loi de Paschen. Il est par contre compatible avec les mesures de courant prédisruptif à l'approche de l'étincelle ⁽³⁾ et avec l'hypothèse d'un nombre restreint de pinceaux.

THERMODYNAMIQUE. — *Possibilité d'assimilation d'un écoulement gazeux avec apport de chaleur ou réaction chimique à un écoulement isentropique sans réaction chimique.* Note de M. **MAX SERRUYS**, présentée par M. Armand de Gramont.

Dans une Note et une publication antérieures ⁽⁴⁾ on a établi l'équation différentielle suivante qui définit, en régime permanent, la variation relative de vitesse dW/W dans une section Σ d'une tuyère de profil constant (mais quelconque), en fonction de la vitesse locale du son « a », et des variations

⁽²⁾ H. RAETHER, *Z. Phys.*, **117**, 1941, p. 536.

⁽³⁾ A. BOULLLOUD, *J. Phys. Rad.*, **12**, 1951, p. 953.

⁽⁴⁾ MAX SERRUYS, *Comptes rendus*, **233**, 1952, p. 1280; *Publications Scientifiques et Techniques du Ministère de l'Air*, n° 272.

relatives de masse moléculaire moyenne dM/M et de section $d\Sigma/\Sigma$

$$\frac{dW}{W} = \frac{a^2}{a^2 - W^2} \left[\frac{dQ - dE}{CT} - \frac{dM}{M} - \frac{d\Sigma}{\Sigma} \right]$$

(où T est la température absolue du gaz dans la section en question, E son potentiel chimique, Q la quantité de chaleur qu'il a reçue de l'extérieur depuis son entrée à la tuyère, et C la chaleur spécifique vraie à pression constante de l'unité de masse pour une composition du fluide invariable et identique à celle par laquelle il passe effectivement au moment où il franchit cette section Σ).

Reprenant l'idée mentionnée dans la discussion de cette équation et suivant laquelle on constate que : « la vitesse varie de la même façon que dans un écoulement isentropique (d'un gaz de composition constante) où la divergence de la tuyère aurait pour valeur $[(d\Sigma/\Sigma) + (dM/M) - (dQ - dE)/CT]$ », nous proposons d'assimiler l'écoulement avec apport d'énergie considéré, à l'écoulement isentropique d'un gaz de composition constante dans une tuyère dont les sections Σ' sont définies, en fonction des sections Σ correspondant au même nombre de Mach W/a , par la relation :

$$C \frac{d\Sigma'}{\Sigma'} = C \frac{d\Sigma}{\Sigma} + C \frac{dM}{M} - \frac{dQ - dE}{T}.$$

Désignant en outre par $\mathfrak{u}$ l'énergie interne vraie, par U l'énergie interne sensible, et E désignant toujours l'énergie potentielle chimique, on a d'ailleurs :

$$\mathfrak{u} = U + E$$

en sorte qu'on peut écrire :

$$dQ = d\mathfrak{u} + p dv = dU + dE + p dv$$

d'où

$$\int \frac{dQ}{T} = \int C \frac{dT}{T} + \int \frac{dE}{T} + \int \frac{p}{T} dv$$

ou, en désignant par S_s l'entropie sensible

$$(1) \quad \int \frac{dQ - dE}{T} = \Delta S_s + R \int \frac{dv}{Mv}.$$

Comme la masse moléculaire moyenne M varie généralement assez peu et la chaleur spécifique vraie à pression constante encore moins, par rapport aux valeurs moyennes de ces deux quantités M_m et C_m , au cours de l'écoulement, on peut espérer ne pas commettre une erreur excessive en substituant à la relation (1) la relation approchée

$$\text{Log}(\Sigma'^{C_m}) = \text{Log}[(M_m \Sigma)^{C_m}] - \Delta S_s - \frac{R}{M_m} \text{Log } v + \text{Log } K$$

où K est une constante et qui peut se mettre sous la forme

$$(2) \quad \Sigma'^{C_m} = \frac{(M_m \Sigma)^{C_m}}{e^{\frac{\Delta S_s v}{M_m}}}.$$

Pour des lois d'apport de chaleur et de vitesse de réaction chimique données, il est évident que la formule (2) définit, à une constante près, la section Σ correspondant au même nombre de Mach qu'une section Σ' quelconque d'une tuyère servant à la détente isentropique d'un gaz de composition constante.

Par ailleurs, il est évident que si dW/W a la même valeur pour chaque valeur de W/a (ou de W'/a') dans les tuyères de sections Σ et Σ' , la vitesse du fluide suivra la même loi en fonction du nombre de Mach dans les deux tuyères.

Sous réserve des approximations mentionnées, la formule (2) permet donc de déterminer *a priori* les sections successives Σ à donner à la tuyère dans laquelle s'effectue la détente d'un fluide susceptible de recevoir de la chaleur et d'évoluer chimiquement, pour que la variation relative de vitesse de ce fluide varie, en fonction des nombres de Mach, exactement de la même manière dans cette seconde tuyère que dans une tuyère de section Σ' étudiée ou expérimentée pour la détente isentropique d'un gaz de composition constante.

Il est d'ailleurs sans importance que la condition en question comporte certaines approximations, car cela n'empêchera pas qu'en partant d'une tuyère isentropique assurant une variation parfaitement progressive de la vitesse du gaz, on obtienne, pour la tuyère Σ , un profil devant assurer une détente également progressive du fluide en cours de réaction, à condition toutefois que ces approximations disparaissent pour $W=a$, c'est-à-dire que la relation (2) soit rigoureusement vérifiée au moment du passage par la vitesse du son et pour des valeurs de C_m et de M_m correspondant à l'état du fluide à ce moment précis.

ÉLECTRONIQUE. — Sur un accélérateur linéaire d'électrons pour 3 à 4 MeV.

Note (*) de M. JEAN VASTEL, présentée par M. Louis de Broglie.

On a fait fonctionner avec succès un accélérateur linéaire d'électrons à ondes progressives. On utilise un guide de révolution muni d'iris, alimenté avec une puissance H. F. de 500 à 750 kW. On obtient des électrons accélérés dont l'énergie est centrée sur la valeur 3,5 MeV, avec un débit moyen de 10 μ A. On mesure à un mètre une dose d'environ 10 r/mn.

1. *Description.* — L'appareil sur lequel ont porté nos mesures dérive du premier modèle pour 500 keV ⁽¹⁾; sa longueur a été portée à 2,2 m. On utilise un guide accélérateur de révolution, supportant le mode E_{010} avec une vitesse de phase réduite au moyen d'iris circulaires. Comme on a mesuré une longueur d'atténuation de 2,5 m, il nous est permis d'allonger ce guide jusqu'à 4 m, ou même plus, 6 m étant la limite où le champ accélérateur tombe à 6 kV/cm. La construction a été modifiée pour permettre

(*) Séance du 23 mars 1953.

(1) P. GRIVET et J. VASTEL, *Comptes rendus*, 232, 1951, p. 809.

de porter la puissance jusqu'à 1 MW, tout danger de claquage étant écarté en évacuant tout l'appareil depuis la sortie du magnétron jusqu'à la charge absorbante.

2. *Caractéristiques.* — Le guide accélérateur est prévu pour mettre en œuvre un champ axial efficace de 20 kV/cm avec une puissance circulante de 600 kW quand les électrons ont atteint une vitesse peu différente de c .

Les électrons sont injectés à la tension de 30 kV et les premiers centimètres de guide servent surtout à les rassembler en paquets. La cathode est en fil de tungstène de 0,3 mm. Si l'on tient compte de l'atténuation ohmique et de la puissance à céder au faisceau, les dimensions de ce guide sont établies pour l'injection d'une puissance H. F. de 750 kW, dont 250 kW seraient cédés au faisceau quand l'appareil aura atteint 5 m en donnant 6 MeV. Le rapport du rayon des iris à la longueur d'onde est à : $\lambda = 0,135$.

La phase, c'est-à-dire l'angle d'avance qu'ont les électrons stables sur la crête de l'onde, est de 45° à l'entrée, puis est réduite progressivement pour devenir négative au delà de 3 m (*fig. 1*). Le champ H. F. exerce alors une action focalisatrice et l'on peut supprimer le champ magnétique de focalisation; d'autre part, la stabilité axiale est automatiquement assurée quand $v \neq c$.

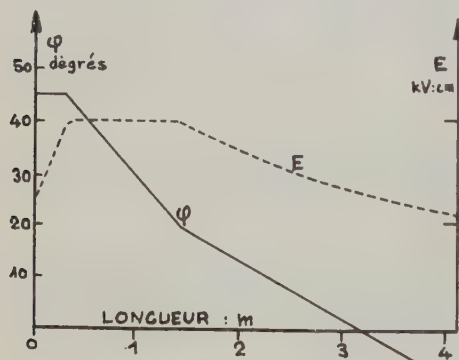


Fig. 1.

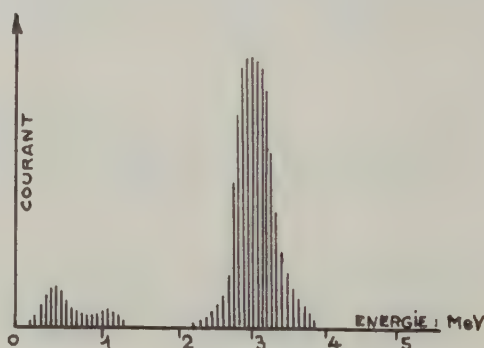


Fig. 2.

La source H. F. actuelle est un magnétron réglable MCV 103 à refroidissement par eau, de la Compagnie Générale de T. S. F., fonctionnant en impulsions et supportant un taux d'utilisation de $4 \cdot 10^{-4}$ à raison de 290 impulsions par seconde d'une durée de 1,35 μ s.

Dans les conditions normales, le courant de crête sera de 40 mA avec un courant moyen de 16 μ A, la puissance sur la cible atteignant 100 W.

Dans les essais effectués jusqu'à présent sur la longueur de 2,2 m, on a atteint 3,5 MeV avec un courant moyen de 10 μ A et un courant de crête de 25 mA, avec une puissance H. F. de 500 kW seulement, à la

fréquence de 3 003 Mc/s. Dans un autre régime, on a atteint 4 MeV avec un courant moyen de $4\ \mu\text{A}$ à 3 001 Mc/s.

Le spectre d'énergie est représenté figure 2 où l'on note une dispersion modérée des énergies élevées. Cette dispersion provient en partie du faible pouvoir séparateur auquel était réglé notre spectromètre (environ 1/10). Un faible nombre d'électrons conserve une énergie voisine de celle acquise à l'injection, probablement au début des impulsions, avant le démarrage des oscillations H. F.

La forme du faisceau à l'injection est assez critique, et il doit être centré avec précision, tandis que le champ magnétique axial peut varier sans inconvénient dans des limites étendues. Il était dans ces essais, de 200 Oe à l'entrée, diminuant jusqu'à 100 à la sortie.

La puissance sur la cible est alors, dans le cas où l'on obtient des électrons à 3,5 MeV, $3,5 \times 10 = 35\ \text{W}$, la dose X mesurée à 1 m de la cible atteignant environ 10 r/mn après filtrage par 2 mm de plomb et 5 mm d'aluminium. Le diamètre du spot est relativement petit, de l'ordre de 5 mm et nous avons pu radiographier avec netteté des pièces métalliques de plusieurs centimètres d'épaisseur à 60 cm de la cible avec des temps de pose de quelques dizaines de secondes.

La fréquence de fonctionnement est, dans cet accélérateur, assez critique; si l'appareil donne des résultats acceptables dans une bande de 3 Mc/s, les performances optima ne se conservent que dans une bande de 1 Mc/s et cette tolérance serait réduite à 0,5 Mc/s dans l'appareil de 5 m, ce qui n'est pas loin de la limite de nos possibilités et devient de l'ordre de grandeur de la largeur propre du spectre de modulation. Remarquons qu'on a très notablement réduit les écarts de fréquence du magnétron en le refroidissant par eau et en chauffant sa cathode à la fréquence de répétition des impulsions.

La vitesse de groupe, déduite des mesures de rotation de phase, est 1/20 de la vitesse de propagation, et l'établissement du champ dans l'ensemble d'un accélérateur de 5 m nécessite 0,33 μs . Il faudra donc utiliser des impulsions relativement longues 1,5 μs ou plus.

SPECTROSCOPIE. — *Variation avec la température de l'absorption de la vapeur d'eau dans l'ultraviolet de Schumann.* Note de M^{me} **ANDRÉE JOHANNIN-GILLES**, présentée par M. Eugène Darmais.

A notre connaissance, le spectre de la vapeur d'eau à haute température n'a jamais été étudié dans l'ultraviolet de Schumann. Cependant une telle étude pourrait peut-être apporter des renseignements suscep-

tibles de contribuer à éclaircir la nature des transitions électroniques déjà étudiées dans cette région par divers auteurs et nous-même ⁽¹⁾.

Nous avons entrepris cette étude avec un appareillage déjà décrit ⁽¹⁾. Les cuves d'absorption de longueurs 20 et 6,2 cm sont des cuves soudées à fenêtres de quartz homosil ou de quartz soufflé. Elles sont placées dans des fours constitués de deux cylindres de nickel entourés d'un enroulement de fil de nickel-chrome isolé par des perles de stéatite, et par deux réflecteurs de nickel. La température est maintenue constante à 3° près à l'aide d'un régulateur à thermocouple.

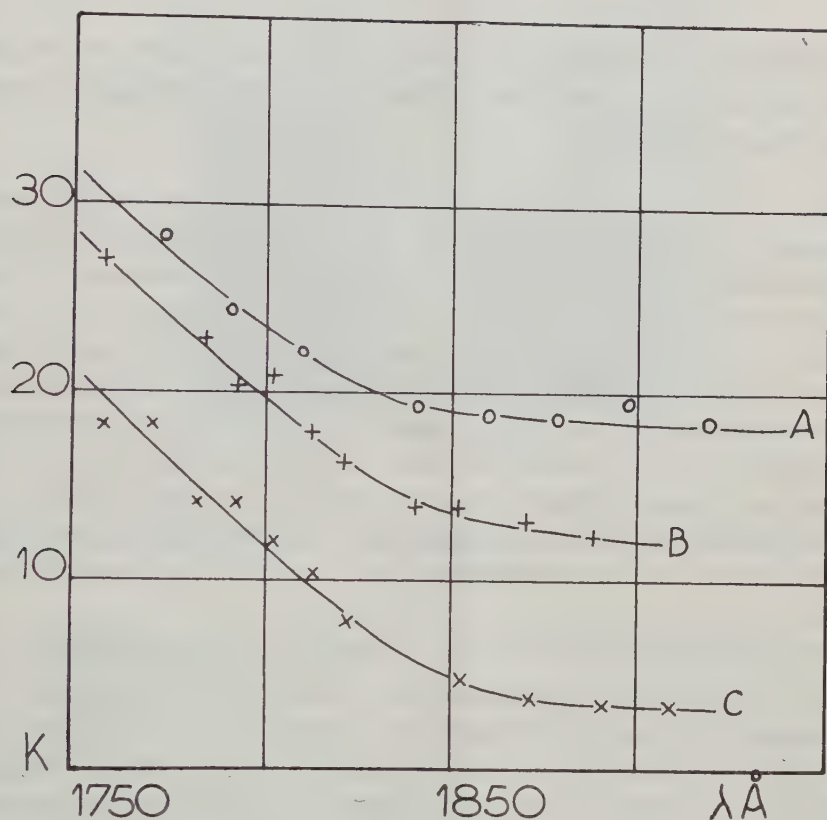
Nous avons été limitée en longueur d'onde par la diminution de la transparence du quartz aux températures élevées ⁽²⁾. De plus, nous redoutons qu'à haute température, il ne se produise une interaction quartz-vapeur d'eau, peut-être encore activée par l'irradiation ultraviolette et que le produit d'une réaction éventuelle ne vienne perturber nos mesures. Une analyse spectrographique a décelé dans un résidu de l'ordre de 0,5 mg laissé par évaporation de l'eau après une série d'expériences, la présence de silicium comme constituant essentiel; il est possible que le silicium provienne de la dissolution du quartz par la vapeur d'eau à haute température.

Nous avons observé à haute température une bande large avec plusieurs maxima, analogue à celle que nous avons décrite à la température ordinaire. La loi de Beer-Lambert n'est pas vérifiée. A une température donnée, le coefficient d'extinction normal diminue lorsque le produit pl (p pression de la vapeur, l longueur de la cuve) augmente. De plus nous remarquons une augmentation de l'absorption lorsque la température s'élève. Pour les raisons données précédemment et aussi en raison de la complexité du spectre d'absorption de la vapeur d'eau dans cette région (bandes diffuses), il serait prématuré d'indiquer des valeurs numériques précises du coefficient d'extinction pour des températures, des pressions et des longueurs de cuves différentes. La figure 1 est donnée simplement à titre d'indication de l'ordre de grandeur des variations en fonction de la température. Elle représente, aux environs de 1800 Å, le coefficient d'extinction normal $K = (1/\xi) \text{Log}_{10} (I_0/I) (T/273) (760/p)$ à la température ordinaire pour une pression de 0,5 mm Hg (B) et pour une pression de 1,34 mm Hg (C), et à 573°K pour 0,8 mm Hg (A). Dans les trois cas, la longueur de la cuve est de 20 cm.

⁽¹⁾ S. W. LEIFSON, *Astr. J.*, **63**, 1926, p. 73; G. RATHENAU, *Z. Phys.*, **87**, 1934, p. 32; W. C. PRICE, *J. Chem. Phys.*, **4**, 1936, p. 146; HOPFIELD, *J. Phys. Rev.*, **77**, 1950, p. 560; WILKINSON et JOHNSTON, *J. Chem. Phys.*, **18**, 1950, p. 190; A. JOHANNIN-GILLES, *Comptes rendus*, **236**, 1953, p. 676.

⁽²⁾ A. GILLES, *Comptes rendus*, **234**, 1952, p. 822.

Les variations en fonction de pl qui existent déjà à la température ordinaire sont dues vraisemblablement à une prédissociation. L'interprétation de l'effet de température est plus délicate. On peut l'attribuer à une combinaison d'une dissociation photochimique et d'une dissociation thermique. Puisqu'il ne s'agit pas d'une décomposition irréversible, on peut éliminer l'hypothèse de la formation de certains corps tels que H_2O_2 .



D'après l'étude de Ley et Arends ⁽³⁾ sur l'absorption de NaOH et faute de données directes sur celle du radical OH libre, on peut envisager, superposée à l'absorption de H_2O , une forte absorption OH croissant avec la température, étant donnée la décomposition thermique de H_2O . Cette réaction donne à 573° une très faible teneur en OH, mais elle pourrait être catalysée par la présence d'une paroi de quartz à température élevée.

On peut envisager également l'hypothèse de l'augmentation de l'absorption par accroissement de la diffusion de la bande dû à une réduction de la durée de vie de l'état prédissocié consécutive à l'élévation de tempé-

(³) *Z. Phys. Chem.*, 6, 1929, p. 240.

rature ou encore d'une excitation dans H_2O de niveaux vibratoires supérieurs à l'état de base. La fréquence la plus faible de H_2O est 1595 cm^{-1} . Un calcul de première approximation donne pour la population à 573° du niveau $\nu = 1$, une valeur de $1,6 \cdot 10^{-2}$ qui est assez élevée pour justifier notre dernière hypothèse. Il est évident que plusieurs des facteurs indiqués ci-dessus peuvent intervenir simultanément.

PHOTOGRAPHIE. — *Le mécanisme de la désensibilisation causée par une pression sur les émulsions photographiques.* Note de M. **PAUL FAELENS**, présentée par M. Charles Mauguin.

Lorsqu'un film photographique est exposé après avoir été soumis à une pression au moyen d'une pointe polie, le développement dans un révélateur superficiel montre que la densité des plages soumises à pression est moindre que celle des plages non soumises à pression. Lors du traitement dans un révélateur interne, après destruction de l'image superficielle par l'acide chromique, on observe généralement une densité plus grande (sensibilisation) des plages soumises à pression ⁽¹⁾. Cette sensibilisation interne et cette désensibilisation superficielle peuvent s'expliquer par le fait que, sous l'influence de la pression, il se produit des discontinuités ou des dislocations à l'intérieur des grains d'halogénure d'argent, qui fonctionnent comme des pièges pour les photoélectrons formés par la lumière.

Deux nouveaux faits sont venus confirmer cette interprétation :

1. Dans le cas d'une pression élevée suivie d'une exposition à très basse intensité (de l'ordre de quelques minutes), on observe, aussi pour le développement superficiel, une sensibilisation des plages soumises à pression. Ce phénomène peut s'expliquer par le fait que les dislocations formées à l'intérieur du cristal s'étendent et se meuvent vers la surface de l'halogénure d'argent, de sorte que l'effet sensibilisateur de la pression se trouve déplacé à la surface. Cette sensibilisation ne se produit que pour une intensité très basse, du fait que, pour ces expositions, l'image latente se condense de préférence autour des germes de sensibilité superficiels. Ce phénomène est illustré par la figure 1.

2. Lorsque les films photographiques, après une pression, sont maintenus à une température entre 70 et 110°C pendant des durées croissantes, on constate que la désensibilisation par pression décroît, et ce d'autant plus vite que la température est plus élevée. La courbe expérimentale est

(¹) P. FAELENS et P. DE SMET, *Sc. Industr. phot.*, 23 A, Colloque, Paris, 1951, p. 77.

une fonction logarithmique du temps et est analogue à l'effet de « recovery » dans les réseaux cristallins métalliques ⁽²⁾.

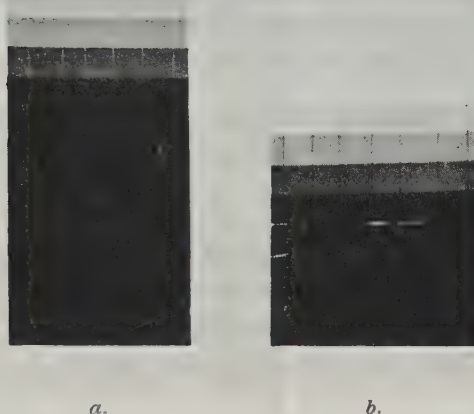


Fig. 1. — Sensibilisation d'une émulsion à l'iodobromure d'argent ($p = 2000 \text{ kg/cm}^2$).

a. Exposition à haute intensité ($t = 5 \cdot 10^{-5} \text{ s}$). Développement superficiel. — *b.* Exposition à basse intensité. Développement superficiel.

La figure 2 indique la diminution de la désensibilisation dans une émulsion à l'iodobromure d'argent.

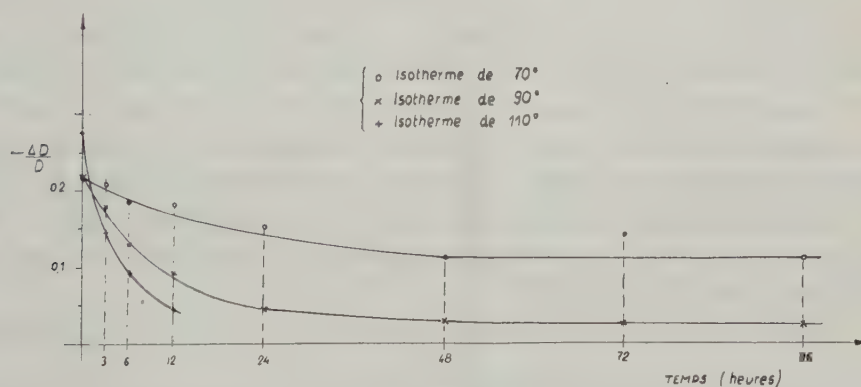


Fig. 2. — Effet de « recovery » dans une émulsion à haute sensibilité ($p = 1200 \text{ kg/cm}^2$). Exposition à haute intensité ($t = 5 \cdot 10^{-5} \text{ s}$). Révélateur superficiel.

⁽²⁾ A. COTTRELL et V. AYTEKIN, *J. Instit. of Metals*, 1950, p. 389; D. KUHLMANN, G. MASING et J. RAFFELSIEPER, *Z. Metallkunde*, Bd. 40, 1948, p. 241.

D marque la différence de densité entre les plages soumises ou non soumises à pression, cette différence étant enregistrée pour une densité définie, égale ici à $D = 1$.

En se basant sur la théorie de l'état solide, on peut attribuer l'effet de « recovery » dans les grains d'halogénure d'argent à une dissolution des dislocations causées par la pression ⁽³⁾. En outre, les expériences démontrent aussi que la sensibilisation interne des couches cristallines les plus profondes diminue avec le temps, tandis que la sensibilisation interne des couches cristallines plus proches de la surface augmente, ce qui indique une migration des dislocations vers la surface des grains.

IONS POSITIFS. — *Courants d'ions potassium de forte densité*. Note (*) de MM. **GEORGES-ALBERT BOUTRY** et **GEORGES PIÉTRI**, présentée par M. Eugène Darmais.

1. *Position du problème*. — Un filament d'un métal convenablement choisi, porté au rouge au sein de la vapeur d'un métal alcalin, est susceptible, de transformer en ions positifs les atomes alcalins qui entrent en collision avec lui et de devenir de ce fait une source d'ions positifs. Le phénomène est très général. Il a été étudié et expliqué par Langmuir et Kingdon ⁽¹⁾ dans le cas du césium sur le tungstène, puis repris par d'autres avec d'autres alcalins ⁽²⁾.

Nous avons repris les expériences de Killian relatives au potassium au contact du tungstène. Cependant, alors que les valeurs les plus élevées de densité de courant dont le dernier fait état sont inférieures à 3 mA/cm², nous avons systématiquement étendu les mesures jusqu'à obtenir 50 mA/cm² et avons même pu atteindre dans un cas favorable 70 mA/cm².

2. *Appareillage*. — Les mesures sont faites en tube scellé. La structure affecte la disposition d'une diode coaxiale. Le filament de tungstène est tendu dans l'axe du collecteur qui est un cylindre, de molybdène ou de nickel, de 10 mm de diamètre et de 75 mm de long. Ce collecteur est divisé en trois tronçons électriquement isolés : de part et d'autre un élément de 30 mm de long et au centre un élément de 15 mm, la distance entre éléments étant de 0,5 mm environ. Cette disposition répond au double but d'assurer, dans la partie centrale qui participe seule à la mesure, uniformité du champ électrique et uniformité de la température du fil.

Le potassium subit trois distillations avant d'être introduit dans l'ampoule.

⁽³⁾ *Progress in Metal Physics*, I, Chalmers, London, Butterworths Scientific Publications, 1949.

(*) Séance du 16 mars 1953.

⁽¹⁾ LANGMUIR et KINGDON, *Proc. Roy. Soc.*, A 107, 1925, p. 61.

⁽²⁾ KILLIAN, *P. R.*, 127, 1926, p. 578.

Les structures sont dégazées en haute fréquence, le fil de tungstène porté à 1800°C pendant une demi-heure avec des pointes à 2300°C .

La pression du potassium au cours des mesures est définie par la température θ d'un bain d'huile dans lequel est immergé le tube. Le fil de tungstène est porté à la température T par l'intermédiaire d'une batterie d'accumulateurs.

3. *Résultats.* — 1° le réseau figure 1 donne, pour un fil de tungstène de $60\ \mu$ de diamètre, le courant d'ions mesuré sur le collecteur central en fonction de la température T du filament. On voit que ce courant, inappréciable tant que T est inférieur à une certaine valeur T_c , passe brutalement, lorsque $T=T_c$, à une valeur dès lors indépendante de T , mais dépendant par contre nettement de θ , c'est-à-dire en définitive de la pression de vapeur de l'alcalin.

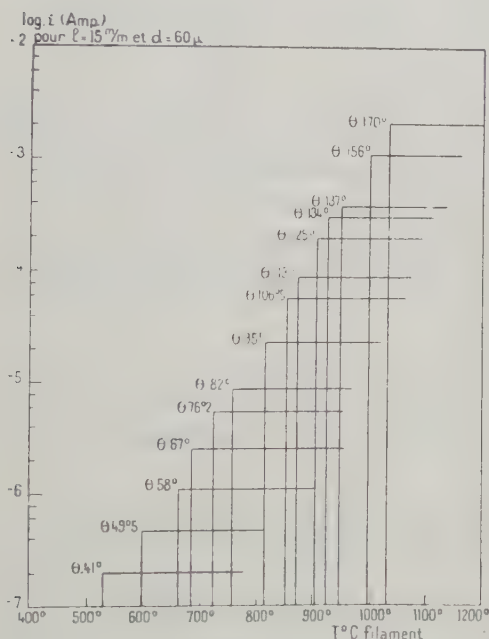


Fig. 1.

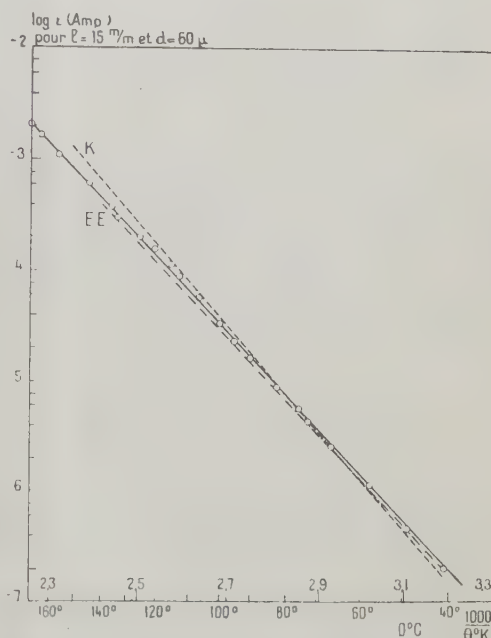


Fig. 2.

Fig. 1. — Courant ionique émis par un filament de tungstène de $2,83\ \text{mm}^2$ dans la vapeur de potassium. La valeur θ portée sur les courbes est la température en $^{\circ}\text{C}$ du thermostat. La différence de potentiel entre filament et collecteur est ajustée pour chaque mesure de façon à saturer le courant ionique.

Fig. 2. — Les points cerclés correspondent au palier de la figure 1. La droite en tirets notée K représente les résultats selon Killian. La droite notée E. E. donne la valeur du courant ionique correspondant aux mesures de pression de vapeur du potassium par Edmunson et Egerton, dans l'hypothèse d'une ionisation totale.

La courbe (fig. 2) donne la relation entre le courant d'ions correspondant aux portions horizontales de la figure 1 et la température θ . On voit que les points expérimentaux vérifient convenablement une relation du genre $\log i = A - (B/\theta)$ où θ est exprimé en $^{\circ}\text{K}$.

2° Killian fournit des résultats analogues dans l'ensemble. Cependant :

a. Pour nous, le courant passe, dans tous les cas, brutalement, de la valeur nulle à la valeur constante qu'il prend dans le domaine $T \geq T_c$, sans présenter, dans la région $T < T_c$ la variation exponentielle en $1/T$ ni la discontinuité observées par Killian.

b. La valeur numérique de nos résultats ne concorde pas avec les siens. Nous trouvons une pente B plus faible et une ordonnée à l'origine A également plus faible, de sorte que les deux caractéristiques se coupent pour $\theta = 79^\circ \text{C}$, sans cependant beaucoup s'écarter dans le domaine des mesures. Par contre nous sommes en bien meilleur accord avec la loi de pression de vapeur du potassium établie par Edmunson et Egerton à partir de mesures de pure cinétique gazeuse⁽³⁾. Nous avons fait figurer les droites de Killian et d'Edmunson et Egerton sur la figure 2.

Il se peut que la raison de ces divergences réside dans la façon de définir et de déterminer θ .

3°. Entre $\theta = 40^\circ \text{C}$ et 170°C , le flux d'ions émis passe de $4,37 \cdot 10^{13} \text{s/cm}^2$ à $5,37 \cdot 10^{17} \text{s/cm}^2$. Si on admet que le recouvrement du filament ne saurait excéder $1/10$ de couche monomoléculaire dans les conditions de l'expérience, cette dernière valeur, rapprochée de celle qui donne la concentration d'une couche monomoléculaire hexagonale jointive soit $5,75 \cdot 10^{14} \text{/cm}^2$, conduit à fixer à 10^{-4}s l'ordre de grandeur de la vie moyenne d'un atome de potassium à la surface du tungstène à $1\,040^\circ \text{C}$.

RAYONS COSMIQUES. — *Les gerbes d'Auger et la densité de la haute atmosphère.* Note (*) de M^{me} ALICE DAUDIN et M. JEAN DAUDIN, présentée par M. Frédéric Joliot.

1. Dans un travail ancien⁽¹⁾, nous avons calculé, *a priori*, l'effet géométrique de la densité de l'air sur les gerbes d'Auger, prévu en principe par Euler. Plus tard⁽²⁾, nous avons décelé expérimentalement un tel effet d'environ — 1‰ par degré centigrade sur les gerbes d'envergure 5 m, de 10 particules au mètre carré en moyenne, à 3 000 m; cela en utilisant les fluctuations météorologiques sur de courtes périodes. Hodson⁽³⁾ avait observé une variation saisonnière due à un effet de — $4,4\text{‰} \pm 0,1$ par degré au niveau de la mer pour des gerbes cinq fois plus denses.

Il nous a été possible en utilisant les radiosondages de Bordeaux, communiqués par l'E. C. M., d'étudier la contribution des diverses couches de l'atmosphère.

(3) EDMUNSON et EGERTON, *Proc. Roy. Soc.*, A 113, 1927, p. 520.

(*) Séance du 23 mars 1953.

(1) A. DAUDIN et J. DAUDIN, *J. Phys. Rad.*, 10, 1949, p. 394.

(2) A. DAUDIN et J. DAUDIN, *J. Phys. Rad.* (sous presse).

(3) *Proc. Phys. Soc.*, 64, 1951, p. 1061.

2. On peut calculer un effet barométrique moyen, en corriger les enregistrements et étudier la corrélation entre les fluctuations des grandes gerbes à pression constante et les températures des diverses couches de l'atmosphère : $C_{G.H.}$. Le tableau I montre pour quatre enregistrements que la température locale est loin d'être la variable appropriée et que la température du niveau 300 mb semble constamment la meilleure. Ainsi l'étalement en surface des grandes gerbes de l'air à 3 000 m d'altitude serait surtout commandé par une couche située aux environs de 10 000 m. Ceci est en accord qualitatif avec de récents calculs de Messel (*), selon lesquels la dispersion de la composante électronique à un niveau déterminé est très accrue par la faible densité des couches atmosphériques supérieures au passage desquelles les gerbes se dilatent.

3. Une méthode plus poussée consiste à chercher la variable qui, associée à la pression, permet de réduire au minimum la dispersion statistique des moyennes journalières et en même temps la corrélation résiduelle entre les deux enregistrements indépendants.

Prenons la période la plus longue (53 jours, 30 décembre au 20 février 1952), la plus troublée et la plus sûre tant au point de vue des enregistrements que des sondages. Le tableau II montre que les variables à 300 mb, niveau 200 mb et même parfois niveau 300 mb sont presque équivalentes, et très préférables à la température locale et à la hauteur du niveau 100 mb. Ceci est confirmé par trois autres périodes; une cinquième période d'été donne, elle, l'avantage à la température locale.

TABLEAU I.

Corrélations entre les grandes gerbes après correction barométrique et les températures locales et les niveaux isobariques 700, 500, 300, 200 et 100 millibars.

Corrélations.							
Du 30-12-51 au 20-2-52	1 ^{er} enregistrement....	—0,32	—0,26	—0,36	—0,50	—0,07	—0,06
	2 ^e »	—0,20	—0,11	—0,22	—0,38	—0,21	—0,19
Du 23-10 au 1-12-51..	1 ^{er} »	—0,01	—	—0,20	—0,26	+0,02	—0,02
Du 17-9 au 20-10-51..	1 ^{er} »	—0,20	—0,21	—0,34	—0,48	—0,19	—0,14

TABLEAU II.

Dispersions et corrélations résiduelles après correction de pression et de température ou de niveau isobarique.

	Sans correction.	Corrections					
		H.	H, T locale.	H, t_{300} .	H, h_{300} .	H, h_{200} .	H, h_{100} .
1 ^{er} enregistrement σ_1^2 ...	145,5	4,5	3,88	3,05	3,1	3,3	3,8
2 ^e » σ_2^2 ...	34,1	1,56	1,44	1,21	1,44	1,20	1,23
Corrélation C_{12}	0,986	0,60	0,56	0,46	0,57	0,47	0,52

(*) GREEN et MESSEL, *Phys. Rev.*, 88, 1952, p. 331.

La température de la couche 300 mb, a en moyenne, un effet de $-1,8 \text{ } \text{‰}$ par degré.

Le couple de grandeurs pression, niveau 100 mb permet de séparer l'absorption vraie par l'air de l'effet géométrique de densité exprimé par le niveau isobarique. On trouve une absorption barométrique de $-8,9 \text{ } \%$ par centimètre de mercure $\pm 0,2$ sensiblement inférieure à l'effet indiqué en ne tenant compte que de la température locale, et un effet de niveau isobarique de $-5,5 \text{ } \% \pm 0,3$ par kilomètre pour le niveau 200 mb.

En supposant schématiquement que la dispersion angulaire se produise dans cette couche, on retrouve par le calcul exactement cette valeur.

4. *Conclusion.* — L'explication par un pur effet de géométrie est pour l'instant cohérente. Bien que les grandes gerbes présentent un maximum vers 300 mb ⁽⁵⁾, ce maximum d'origine complexe (gerbes inclinées, effet de densité de l'air) ne doit pas sans doute être rapproché de l'effet de la couche 300 mb.

La corrélation résiduelle avec la température locale est pratiquement nulle pour les trois périodes les plus troublées, montrant que la distance entre Bordeaux et le Pic du Midi ne joue qu'un faible rôle. La corrélation résiduelle avec la température de la stratosphère t_{100} est également nulle pour la période principale et n'a pas été calculée pour les autres.

Les dispersions résiduelles ($\sim 1,7$ à 2) et les corrélations résiduelles entre les deux enregistrements ($\sim 0,45$) restent encore beaucoup trop élevées. S'il s'agit d'un effet atmosphérique, il ne peut guère avoir son siège que dans les couches de l'atmosphère supérieures à 100 mb. L'éclatement des noyaux lourds de très grande énergie à une altitude variable dans les premières dizaines de millibars pourrait également entraîner un effet géométrique.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Sur la théorie du comportement physicochimique de la liaison peptidique et le problème de l'hydrogène mobile des molécules d'amides et de peptides. I. Introduction et première hypothèse de travail. Conséquences.* Note de MM. **GEORGES CARPÉNI** et **JACQUES CHOUTEAU**, présentée par M. Louis Hackspill.

En tenant compte des résultats électrométriques (hydrolyse alcaline) et spectrographiques I. R., les auteurs proposent une théorie simple permettant non seulement de coordonner tout un ensemble de données expérimentales, restées parfois inexpliquées jusqu'ici, mais encore de prévoir certaines conséquences vérifiables. Cette première Note expose l'une des deux hypothèses de travail utilisées.

La présente étude avait initialement pour but la détermination de la « constante de dissociation acide » des amides, surtout N-monosubstitués, tels

(⁵) KRAYBILL, *Phys. Rev.*, 73, 1948, p. 632.

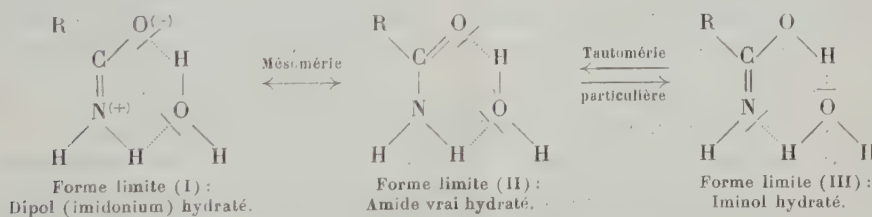
qu'ils se présentent dans les peptides $R-CO.NH-R'$. Rattachée à l'*hydrogène mobile* ⁽¹⁾ et présumée très faible par suite du caractère amphotère négligeable des amides, cette acidité ne pouvait guère se manifester qu'en milieu fortement basique. Or l'expérience montre que l'existence de ces molécules est doublement incompatible avec de tels milieux : *hydrolyse* et *relargage* rendent toute mesure impossible ⁽²⁾.

L'analyse de l'hydrolyse, surtout alcaline, est cependant indiquée, puisqu'elle permet de préciser : 1° les potentiels, ou pH, auxquels ont lieu les coupures hydrolytiques (existence de « *seuils de potentiels, ou de pH, de coupure* »); 2° la nature des produits formés, en fonction précisément des seuils précités (existence de *seuils de potentiels, ou de pH, multiples et spécifiques*, dans le cas de certains peptides cycliques ou linéaires ⁽²⁾).

Afin d'interpréter les résultats obtenus dans cette étude électrométrique préliminaire, nous avons jugé utile de les confronter à ceux, très nombreux, figurant dans la bibliographie et parmi lesquels on peut citer, en particulier, les mesures cinétiques d'hydrolyse ⁽³⁾ et, surtout, les spectres d'absorption IR dans les régions 3μ et 6μ ⁽⁴⁾.

C'est la diversité des interprétations, parfois contradictoires, exposées dans ces travaux, qui nous a conduit à l'essai théorique de coordination que nous désirons présenter ici. Les considérations qui vont suivre dérivent, après une large extrapolation, de conceptions publiées par l'un de nous dans des travaux antérieurs ⁽⁵⁾; elles vont être basées, en particulier, sur deux hypothèses de travail que nous allons préciser en deux Notes successives :

Première hypothèse de travail. — En solution aqueuse, acide ou neutre, l'amide ⁽⁶⁾ est considéré comme un complexe hydraté $R-CO.NH_2.H_2O$ (ou $R-CO.NH-R'.H_2O$, etc.) du sel ammoniacal $R-COO.NH_4$ (ou $R-COO.NH_3-R'$, etc.). Les équilibres tautomère et mésomère habituels seront dans ces conditions,



⁽¹⁾ Hydrogène fixé à l'azote ou à l'oxygène, (voir les formes limites II et III).

⁽²⁾ Voir Mémoire au *J. Chim. Phys.* (sous presse).

⁽³⁾ Les constantes de vitesses sont nettement plus élevées en milieu basique qu'en zone acide (Cf. TAYLOR, *J. Chem. Soc. London*, 1930, p. 2741; LAWRENCE et MOORE, *J. Amer. Chem. Soc.*, 73, 1951, p. 3793).

⁽⁴⁾ Cf. LENORMANT. *Thèse*, 1950 (Paris).

⁽⁵⁾ G. C., cf. par exemple : *Bull. Soc. chim.*, 16, 1949, p. 344 et 17, 1950, p. 1280.

⁽⁶⁾ Ce qui suit est valable pour la fonction amide au sens large du terme, donc aussi pour les peptides qui en dérivent.

Il convient de souligner le caractère particulier de la tautomérie ci-dessus envisagée : le transfert protonique est indirect, en ce sens qu'il s'effectue, par l'intermédiaire de la molécule d'eau associée en complexe d'hydratation, à l'intérieur d'une liaison hydrogène⁽¹⁾.

Cependant le passage du sel ammonium au complexe amide hydraté entraîne de sérieuses modifications dans les propriétés chimiques et électrochimiques de ces molécules. L'amphotérisme, extrêmement faible d'ailleurs, des amides, pourrait ainsi avoir pour origine les constantes acide k_a et basique k_b des *constituants initiaux* $R - COOH$ et $R' - NH_2$, constantes altérées et considérablement affaiblies en k'_a et k'_b . En supposant une altération *symétrique*, plausible, pour k_a et k_b ⁽⁸⁾, le pH isoélectrique de l'amide-amphotère se calculerait par la formule classique

$$pH_i = 7 + \frac{pk'_a - pk'_b}{2} = 7 + \frac{pk_a - pk_b}{2} \text{ (9)}.$$

Cette remarque conduit⁽²⁾ à certaines prévisions concernant les bandes d'absorption infra-rouge dans la région 6-6,4 μ .

CHIMIE THÉORIQUE. — *Sur la validité de la méthode des variations.*

Note (*) de M. ALEXANDRE LAFORGUE, présentée par M. Louis de Broglie.

Suggérée par le théorème des variations (1) elle permet d'améliorer l'énergie calculée pour un état fondamental. *La fonction d'onde est-elle améliorée avec l'énergie?* On répond à partir de la notion de précision abstraite⁽¹⁾ ⁽²⁾. Exemple de H_3^+ .

L'erreur δH positive sur l'énergie H_I d'un état fondamental est liée⁽¹⁾, ⁽²⁾ à

⁽¹⁾ On admet actuellement que la liaison hydrogène est de nature surtout électrostatique avec, à la rigueur, une faible participation de résonance quantique. Cette conception générale n'est nullement modifiée par le transfert protonique ci-dessus considéré à l'intérieur d'une liaison hydrogène : le déplacement postulé représente, en effet, une véritable tautomérie.

⁽⁸⁾ Ceci revient à poser $k_a/k_b = k'_a/k'_b$ ou $pk_a - pk_b = pk'_a - pk'_b$, pk'_a et pk'_b étant les cologarithmes des constantes, extrêmement faibles, acide et basique, de l'amide.

⁽⁹⁾ Le pH_i ainsi calculé correspond, en fait, au pH de la solution aqueuse du sel $R - COO.NH_3 - R'$, — pH (pratiquement) indépendant de la dilution. On peut noter des différences entre les amphotères normaux (ions mixtes des acides aminés, par exemple) et les amphotères hydratés complexes (ion mixte particulier : dipol hydraté de la forme limite (I) ci-dessus) ; ainsi : 1° au pH_i , la *solubilité* est minimum pour les premiers, par contre maximum pour les seconds ; 2° l'ion mixte des premiers intéresse pratiquement la totalité des molécules présentes, alors que pour les derniers, il est déterminé par l'équilibre (fictif) mésomère entre les formes limites (I) $\longleftrightarrow$ (II). Un caractère *commun* serait cependant la *stabilité*, qui paraît être la plus grande autour du pH_i , dans les deux cas.

(*) Séance du 16 mars 1953.

⁽¹⁾ C. ECKART, *Phys. rev.* 36, 1930, p. 878.

⁽²⁾ *Comptes rendus*, 236, 1953, p. 202.

la distance D de la fonction approchée Γ à la solution Λ , connaissant aussi la solution Ω pour le premier état excité,

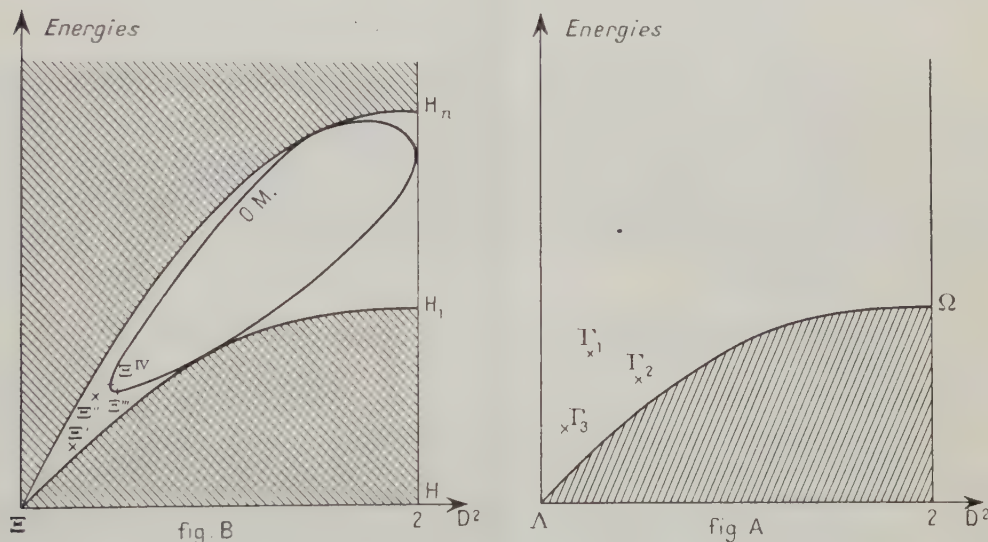
$$(A) \quad 0 < D^2(1 - 0,25D^2) \leq \delta H(H_\Omega - H_\Lambda)^{-1}.$$

Si l'on ignore Λ et Ω , on peut limiter D en calculant les intégrales K et K_1 de Weinstein ⁽³⁾ pour ces deux états

$$K = \int (\mathcal{H}\Gamma)^* \mathcal{H}\Gamma d\tau \quad (\mathcal{H} = \text{hamiltonien}),$$

$$(A') \quad D^2(1 - 0,25D^2) \leq (K - H^2) [H_1 - H - \sqrt{K_1 - H_1^2}]^{-1}.$$

1. *Conditions a priori.* — D sans considérations qualitative sera notre critère d'exactitude de Γ . Discutons alors la méthode simple des variations. Dans le plan distance-énergie (*fig. A*) l'équation (A) exclut un segment de parabole et tolère le domaine restant, donc la disposition paradoxale Γ_1, Γ_2 comme la disposition espérée Γ_2, Γ_3 . Le succès est d'autant plus *probable* que l'angle permis apparaît plus aigu, c'est-à-dire δH plus petit et $H_\Omega - H_\Lambda$ plus grand.



Première condition : partir de fonctions déjà bonnes ;

Deuxième condition : grande énergie de première excitation. Elle semble liée à la définition de l'espèce chimique : celle-ci est grossièrement recouverte par la quantification purement électronique, mais la position mutuelle des noyaux est spécifique ou non selon qu'un état de mouvement la modifiant est fréquemment occupé ou non.

⁽³⁾ Cf. PAULING et WILSON, *Introduction to Quantum mechanics*, New York 1935, p. 189.

2. *Vérifications a posteriori.* — Pour discuter la validité des conséquences on peut utiliser (A') ou bien exprimer comme suit le succès supposé. Soit λ, μ deux ensembles de paramètres définissant Ξ par les variations; fixons arbitrairement les λ , on obtient de nouveaux μ définissant Ξ' à une distance D' de Ξ et $H' > H$; fixons au contraire les μ , on obtient Ξ'' , D'' et $H'' > H$: la constatation $H' < H$ entraîne-t-elle $D'' < D'$?

Le renseignement (A) devient

$$(B) \quad (H - H_{\Xi})(H_n - H_{\Xi})^{-1} \leq D^2(1 - 0,25 D^2) \leq (H - H_{\Xi})(H_1 - H_{\Xi})^{-1}$$

H_1 et H_n représentent le premier et le dernier niveau d'énergie excités obtenus avec H_{Ξ} dans la minimisation (fig. B). On peut imaginer Ξ fonction « d'interaction de configurations », Ξ' et Ξ'' fonctions moins générales usuelles.

L'ion H_3^+ rectiligne a été étudié sans perturbation des orbitales a, b, c de l'hydrogène 1s, centrées à 2. u. a. l'une de l'autre, dans le sous-espace admettant la base suivante (orthogonale mais non normée)

$$\begin{aligned} \Xi_U &= u(1)u(2), & \Xi_V &= v(1)v(2), & \Xi_W &= w(1)w(2), & \Xi_P &= u(1)v(2) + v(1)u(2), \\ u &= a + 1,543b + c, & v &= a - 1,543b + c, & w &= a - c. \end{aligned}$$

Les fonctions sont obtenues par calcul des variations sur les formes : Ξ combinaison générale des a, b, c ⁽⁴⁾, Ξ' configuration fondamentale d'une méthode o. m. non classique ⁽⁴⁾, Ξ'' somme des fonctions de formule covalente ⁽⁵⁾, Ξ''' configuration fondamentale de la méthode classique des orbitales moléculaires. ⁽⁵⁾ Les énergies données par la bibliographie et les distances trouvées sont entre parenthèses.

$$\begin{aligned} \Xi &= l_U \Xi_U + l_V \Xi_V + l_W \Xi_W + l_P \Xi_P & (H &= -168,4), \\ \Xi' &+ (1 - l) \Xi_U + (1 + l) \Xi_V + l \Xi_P & (H' &= -97,96; D' = 0,15), \\ \Xi'' &= \Xi_U - \Xi_V & (H'' &= -91,92; D'' = 0,16), \\ \Xi''' &= (\lambda + 1,543) \Xi_U + (\lambda - 1,543) \Xi_V + (\lambda^2 - 1,543^2) \Xi_P & (H''' &= -98,90; D''' = 0,20). \end{aligned}$$

H et D se classent bien dans le même ordre. — Mais si nous faisons varier dans Ξ''' le coefficient λ de b dans u généralisée, nous obtenons la courbe OM de la figure B : Ξ^{IV} est meilleure en distance mais plus mauvaise en énergie que la fonction « de champ self-consistent » Ξ''' .

Les résultats de chimie théorique reposent largement sur la méthode des variations et restent cohérents : il est vraisemblable qu'on ait comme ici un résultat positif dans l'ensemble avec des « exceptions ». Même dans ce cadre la valeur du résultat dépend plus de la forme imaginée que du nombre de paramètres variationnels ($D'' < D'''$ sans paramètre dans Ξ'').

⁽⁴⁾ HIRSCHFELDER, EYRING et ROSEN, *J. Chem. phys.*, **4**, 1935, p. 121.

⁽⁵⁾ WALSCH, MOORE et MATSEN, *J. Chem. phys.*, **18**, 1950, p. 1070.

CHIMIE THÉORIQUE. — *Sur le rôle des électrons non liants dans la formation de l'énergie de covalence. Exemple de la molécule d'acide fluorhydrique.* Note (*) de M. DANIEL KASTLER, présentée par M. Louis de Broglie.

On discute sur l'exemple de la molécule HF la façon dont se compose l'énergie de covalence. Importance des électrons non liants dans la formation de cette énergie.

Dans une précédente Note ⁽¹⁾ dont nous reprenons les notations, nous avons donné les résultats d'un calcul de la molécule HF. Notre but est ici de discuter l'importance relative des différents termes composant l'énergie de l'état de covalence $\bar{p}$ de la molécule, défini par la fonction d'onde

$$\Psi_{\bar{p}} = (\Psi_{p\alpha} + \Psi_{p\beta}) [2 + 2(\Psi_{p\alpha} | \Psi_{p\beta})]^{-\frac{1}{2}}$$

où les fonctions normées $\Psi_{p\alpha}$, $\Psi_{p\beta}$ sont données par

$$\begin{aligned} \Psi_{p\alpha} &= (10!)^{-\frac{1}{2}} A^{-1} \alpha \quad C \quad 2s(7), \quad 2s(8), \quad 2p_z(9), \quad h(10), \\ \Psi_{p\beta} &= (10!)^{-\frac{1}{2}} A^{-1} \alpha \quad C \quad 2s(7), \quad 2s(8), \quad h(9), \quad 2p_z(10), \end{aligned}$$

avec

$$A = \sqrt{1 - (1s|h)^2 - (2s|h)^2}.$$

Introduisant l'orbitale

$$a = A^{-1} [h - (1s|h)1s - (2s|h)2s],$$

on peut écrire $\Psi_{p\alpha}$, $\Psi_{p\beta}$ sous la forme

$$\begin{aligned} \Psi_{p\alpha} &= (10!)^{-\frac{1}{2}} \alpha \quad C \quad 2s(7), \quad 2s(8), \quad 2p_z(9), \quad a(10), \\ \Psi_{p\beta} &= (10!)^{-\frac{1}{2}} \alpha \quad C \quad 2s(7), \quad 2s(8), \quad a(9), \quad 2p_z(10). \end{aligned}$$

H désignant l'hamiltonien de la molécule à noyaux fixes, on a alors

$$(\Psi_{\bar{p}} | H | \Psi_{\bar{p}}) = \frac{(\Psi_{p\alpha} | H | \Psi_{p\alpha}) + (\Psi_{p\alpha} | H | \Psi_{p\beta})}{1 + \frac{(2p_z|h)^2}{A^2}}.$$

Énergie de $\Psi_{p\alpha}$. — F, H, M_j , M_k désignant les positions du noyau F, du noyau H et des électrons j et k , nous posons

$$FH = \rho, \quad FM_j = r_j, \quad HM_k = r'_k, \quad M_j M_k = r_{jk},$$

considérons l'opérateur

$$i_{ik} = \frac{1}{\rho} - \frac{1}{r_j} - \frac{1}{r'_k} + \frac{1}{r_{jk}}$$

(*) Séance du 23 mars 1953.

(1) D. KASTLER, *Comptes rendus*, 236, 1935, p. 1271.

et désignons respectivement par $\langle lm | i | np \rangle$, $K(l, m)$ les intégrales

$$\int l(j) m(j) i_{jk} n(k) p(k) dv_j dv_k, \quad \int l(j) m(j) \frac{1}{r_{jk}} l(k) m(k) dv_j dv_k$$

faisant intervenir les orbitales l, m, n, p .

On montre alors facilement que

$$\begin{aligned} \langle \Psi_{p\alpha} | H | \bar{\Psi}_{p\alpha} \rangle - E_F = & \left(a \left| -\frac{1}{2} \Delta - \frac{1}{r'} \right| a \right) + 2(1s, 1s | i | aa) + 2(2s, 2s | i | aa) \\ & + 4(2p_\pi, 2p_\pi | i | aa) + (2p_\sigma, 2p_\sigma | i | aa) \\ & - K(1s, a) - K(2s, a) - 2K(2p_\pi, a), \end{aligned}$$

E_F désignant l'énergie de l'état fondamental de l'atome F.

Nous distinguerons dans la formule précédente quatre groupes de termes : les éléments de matrice de i , les intégrales d'échange, l'énergie potentielle $(a | - (1/r') | a)$ de l'orbitale a dans le champ du noyau d'hydrogène et l'énergie cinétique $(a | - (1/2) \Delta | a)$ de cette orbitale. Chacun d'eux, contenant a au carré, se compose de six contributions correspondant à

$$a^2 = 1,292 \quad h^2 = 0,1424 \quad 1s \cdot h = 1,2204 \quad 2s \cdot h = 0,0033 \quad 1s^2 = 0,2882 \quad 2s^2 = 0,0673 \quad 1s \cdot 2s.$$

Les six premières colonnes du tableau ci-dessous donnent ces diverses contributions en unités atomiques. La septième colonne donne leur somme. Dans la huitième nous avons porté les nombres qu'on obtiendrait en prenant l'orbitale h au lieu de a , ce qui correspondrait à un chevauchement nul.

Opérateur i :

$$-0,1403 \quad 0,1838 \quad 0,3326 \quad -0,2284 \quad -1,0405 \quad 0,6203 \quad -0,2726 \quad -0,1086$$

Intégrales d'échange :

$$-0,2936 \quad 0,0313 \quad 0,5898 \quad -0,0218 \quad -0,3994 \quad 0,0296 \quad -0,0642 \quad -0,2272$$

Énergie potentielle $(a | - (1/r') | a)$:

$$-1,2921 \quad 0,0047 \quad 0,4494 \quad -0,0023 \quad -0,1650 \quad 0 \quad -1,0053 \quad -1,0000$$

Énergie cinétique $(a | - (1/2) \Delta | a)$:

$$0,6461 \quad -0,0008 \quad -0,1613 \quad 0,1475 \quad 1,0866 \quad -0,6681 \quad 1,0501 \quad 0,5000$$

Les termes des colonnes 2 à 6 sont du même ordre de grandeur que ceux de la colonne 1, ce qui montre l'importance des électrons non liants (y compris des électrons K de F) dans le calcul de l'énergie de $\Psi_{p\alpha}$. D'autre part les nombres des colonnes 7 et 8 diffèrent considérablement, mais il est intéressant de remarquer que la somme des termes d'énergie potentielle est sensiblement la même de sorte que la « non-orthogonalité » se manifeste surtout par les termes d'énergie cinétique.

Nous avons alors le résultat

$$(\Psi_{p\alpha} | H | \Psi_{p\alpha}) = E_F + E_H + 0,2080,$$

$E_F + E_H$ désignant l'énergie des atomes séparés.

Intégrale de résonance et énergie d'échange. — Le calcul montre que

$$(\Psi_{p\alpha} | H | \Psi_{p\beta}) = (\Psi_{p\alpha} | \Psi_{p\beta}) (E_F + E_H) - 0,1306,$$

de sorte que l'énergie de covalence p se trouve égale à

$$(\Psi_p^- | H | \Psi_p^-) = E_F + E_H + 0,6900.$$

L'énergie de liaison est donc légèrement négative pour l'état de covalence p .

CHIMIE ANALYTIQUE. — *Dosage d'un mélange d'acides en milieu organique.*

Note (*) de M. ALBERT KIRRMANN et M^{me} NELLY DAUNE-DUBOIS, présentée par M. Eugène Darmois.

Dans l'étude de résines de polycondensation nous sommes amenés à doser un mélange d'acides de forces et de concentrations différentes.

Nous avons fait appel à une méthode potentiométrique. Une électrode au calomel et une électrode de platine permettent de tracer la courbe de neutralisation. Une deuxième électrode de platine en retard sur la première (méthode de Mc Innes) (1) permet de tracer la courbe dérivée dont les pics précisent les positions des points d'inflexion (fig. 1).

On a choisi comme solvant le diméthylformamide pour sa forte constante diélectrique, l'absence de réaction avec les corps étudiés et la bonne solubilité des résines dans ce milieu.

Le système redox est un mélange équimoléculaire de chloranile et d'hydrochloranile qui, à la concentration de $5 \cdot 10^{-4}$ g/cm³ donne un potentiel défini et stable dans tout le domaine étudié.

Le dosage s'effectue par addition à la microburette d'une solution aqueuse N/2 de potasse. Nous avons renoncé à l'utilisation de potasse alcoolique en raison de sa réaction avec l'anhydride phtalique, la formation de phtalate monopotassique s'accompagnant d'une estérification éthylique sur la deuxième fonction acide.

Résultats. — Ils concernent des mélanges d'anhydride phtalique, de phtalates monométhylique et monopotassique et d'acide oléique. Nous avons étudié des mélanges analogues où l'anhydride phtalique était remplacé par l'acide succinique, dont les constantes de dissociation dans l'eau sont voisines de celle de l'anhydride phtalique.

(*) Séance du 23 mars 1953.

(1) MC INNES et JONES, *J. Amer. Chem. Soc.*, 46, 1926, p. 2831-2834.

Nous avons constaté que dans l'eau on ne peut pas titrer séparément les différentes acidités d'un mélange de phthalate monométhylque et d'anhydride phthalique. Le graphique 2 *a* indique les p_{K_d} de chaque acide dans l'eau. Le même mélange étudié dans le diméthylformamide montre au

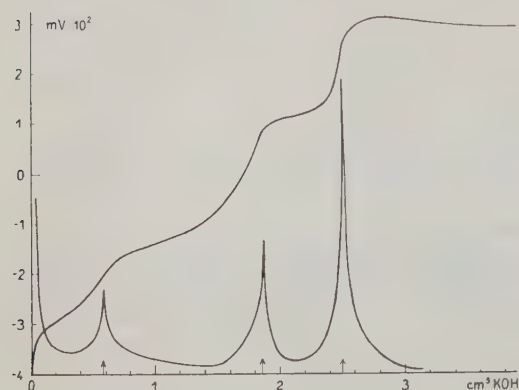


Fig. 1.

Fig. 1. — Mélange : 0,0456 g anhydride phthalique; 0,124 g phthalate monométhylque.

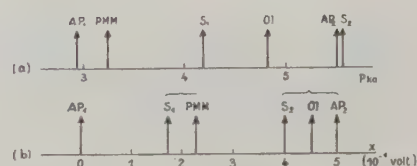


Fig. 2.

Fig. 2. — AP_1 : première acidité de l'anhydride phthalique; AP_2 : deuxième acidité de l'anhydride phthalique; PMM : phthalate monométhylque; S_1 : première acidité de l'acide succinique; S_2 : deuxième acidité de l'acide succinique; OL : acide oléique.

contraire trois neutralisations distinctes. Les constantes de dissociation des phthalates monométhylque et monopotassique sont donc nettement distinctes dans ce solvant. On constate deux neutralisations dans le mélange : acide oléique et phthalate monométhylque, ainsi que dans le mélange : anhydride phthalique et acide oléique, la deuxième neutralisation représentant la moitié de l'anhydride phthalique et l'acide oléique. La présence d'un troisième acide plus fort gêne donc la séparation phthalate acide-acide oléique. Ce résultat est vérifié avec l'acide succinique et l'acide oléique, mais dans le mélange acide succinique-phthalate monométhylque, la première acidité succinique se titre en même temps que le phthalate monométhylque.

Sur le graphique 2 *b* nous avons classé les acides suivant les séparations possibles ou non. En abscisse, nous avons porté les différences entre les potentiels de neutralisation, le mélange anhydride phthalique, phthalate monométhylque étant pris comme référence. Ces valeurs ne sont pas des constantes caractéristiques, elles peuvent varier légèrement avec les concentrations respectives des constituants du mélange. Une séparation effective entre deux acides suppose que la différence entre leurs potentiels de neutralisation soit de l'ordre de 200 mV.

Les concentrations des solutions étaient environ les suivantes :

Poids (%).	$\times 10^2$ molaire.	
0,4-0,6.....	$\left\{ \begin{array}{l} 2,7 \text{ à } 3 \\ 3,8 \text{ à } 5 \end{array} \right.$	pour anhydride phtalique
0,4-1,24.....	2 à 7	» acide succinique
0,4.....	2	» phtalate monométhylrique
1,5-3.....	5 à 10	» » monopotassique
		» acide oléique

Nous avons fait des prélèvements de 5, 10, 20 cm³, le volume de la solution à titrer après addition du chloranile étant toujours 40 cm³.

Nous avons obtenu, en général, une bonne précision, 1-5 %, sauf pour le phtalate monométhylrique, qui dans un dosage trop long s'hydrolyse, et pour l'acide oléique, pour lequel la précision varie de 1-10 % suivant les concentrations relatives des acides présents.

Il faut toutefois préciser que l'échantillon d'acide oléique dont nous disposions se comportait comme s'il avait contenu une petite quantité d'un acide assez fort, acidité qui était masquée par l'anhydride phtalique ou l'acide succinique dans les mélanges.

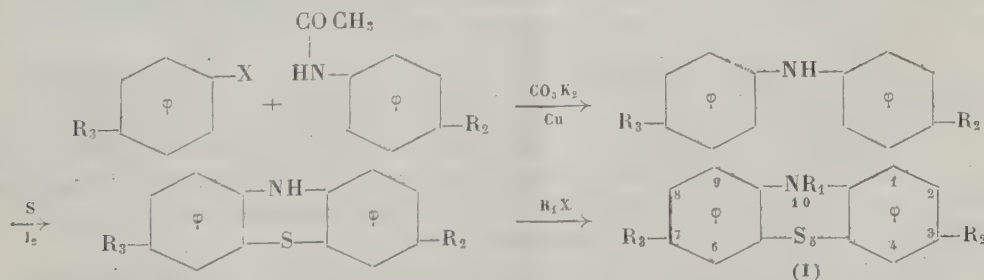
Dans certain cas, l'abscisse du pic est nettement à droite de celle du point d'inflexion. Ce retard est parfois lié à la formation d'un précipité colloïdal, mais peut se produire également quand la solution demeure limpide et constitue une cause d'imprécision.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Synthèses dans la série de la phénothiazine* (1). Note (*) de M^{lle} GERMAINE CAUQUIL, M. ANDRÉ CASADEVALL et M^{me} ELIETTE CASADEVALL, présentée par M. Marcel Delépine.

Les auteurs ont synthétisé un certain nombre de produit de substitution de la phénothiazine du type général (I) avec

$$R_1 = H, CH_3, C_2H_5, C_6H_5 \text{ et } \left\{ \begin{array}{ll} A. R_2 = CH_3, & R_3 = H; \\ B. R_2 = C_2H_5, & R_3 = H; \\ C. R_2 = CH_3, & R_3 = CH_3. \end{array} \right.$$

Les dérivés des trois séries (A), (B), et (C) sont obtenus par fixation d'un atome de soufre sur les alkyls-4 diphenylamines et dialkyls-4,4' diphenylamines conformément au schéma général



(*) Séance du 23 mars 1953.

La position des substituants R_2 , R_3 sur les cycles de la diphenylamine détermine sans ambiguïté leur position sur (I).

A. MÉTHYL-3 PHÉNOTHIAZINE ET SES DÉRIVÉS. — *a. Méthyl-3 phénothiazine*, $C_{13}H_{11}NS$, ($R_1 = H$). — La méthyl-4 diphenylamine, chauffée avec du soufre et de l'iode, à 170° jusqu'à cessation de dégagement d'hydrogène sulfuré, donne ce composé, lequel, purifié par sublimation et recristallisation dans le benzène, se présente sous forme d'écailles verdâtres $F\ 168^\circ$, avec un rendement de 82 % ⁽¹⁾.

b. Diméthyl-3.10 phénothiazine, $C_{14}H_{13}NS$, ($R_1 = CH_3$), s'obtient par action du sulfate diméthylque ou de l'iodure de méthyle dans le méthanol sur (a) en tube scellé par chauffage à 110° , les rendements étant respectivement de 92 et 98 % : aiguilles incolores, $F\ 143^\circ$ dans l'éthanol, $E_3\ 185^\circ$. Azote trouvé %, 5,93, calculé pour $C_{14}H_{13}NS$, 6,17 ⁽³⁾.

c. Méthyl-3 éthyl-10 phénothiazine, $C_{15}H_{15}NS$, ($R_1 = C_2H_5$). — L'iodure d'éthyle réagissant sur (a) dans l'éthanol, à $120-130^\circ$ en tube scellé, donne avec un rendement de 62 % le dérivé 10-éthylé, $E_2\ 180^\circ$. Ce sont des aiguilles incolores, $F\ 131^\circ$ dans l'acétate d'éthyle. Azote trouvé %, 5,65, calculé pour $C_{15}H_{15}NS$, 5,81.

d. Méthyl-3 phényl-10 phénothiazine, $C_{19}H_{15}NS$, ($R_1 = C_6H_5$). — L'iodobenzène en excès additionné de carbonate de potassium et de cuivre en poudre chauffé à reflux 12 h avec (a) donne avec un rendement de 64 % le dérivé 10-phénylé, $E_2\ 220^\circ$, microcristaux prismatiques incolores, $F\ 115^\circ$ dans l'acétone et dans l'éthanol. Azote trouvé %, 4,74, calculé pour $C_{19}H_{15}NS$, 4,84.

B. ÉTHYL-3 PHÉNOTHIAZINE ET SES DÉRIVÉS. — L'éthyl-4 diphenylamine, $C_{14}H_{13}N$, a été synthétisée à partir de bromo-4 éthyl-benzène et d'acétanilide avec un rendement de 71 %, écailles brillantes, $F\ 87^\circ$ dans l'éthanol. Azote trouvé %, 7,10, calculé pour $C_{14}H_{13}N$, 7,11.

a. Éthyl-3 phénothiazine, $C_{14}H_{13}NS$, ($R_1 = H$) a été préparée par chauffage de l'éthyl-4 diphenylamine, de soufre et d'iode à $165-170^\circ$ jusqu'à cessation de dégagement d'hydrogène sulfuré, écailles jaunes pâles, $F\ 131^\circ$ dans le benzène-éther de pétrole, $E_2\ 190^\circ$. Azote trouvé %, 6,17, calculé pour $C_{14}H_{13}NS$, 6,17.

b. Méthyl-10 éthyl-3 phénothiazine, $C_{15}H_{15}NS$, ($R_1 = CH_3$). — L'action de l'iodure de méthyle dans l'éthanol 15 h en tube scellé à 120° sur (a) donne des aiguilles incolores $F\ 109^\circ$ dans l'éther de pétrole et d'éthanol. Rdt 94 % $E_3\ 186-187^\circ$. Azote trouvé %, 5,82, calculé pour $C_{15}H_{15}NS$, 5,81.

c. Diéthyl-3.10 phénothiazine, $C_{16}H_{17}NS$, ($R_1 = C_2H_5$). — Provient du trai-

⁽¹⁾ Les auteurs ont conservé les dénominations précédemment adoptées, voir M^{lle} G. CAUQUIL et A. CASADEVALL, *Comptes rendus*, 225, 1947, p. 578. D'après des publications récentes, la phénothiazine pourrait être désignée sous le nom de : Dibenz-2.3.5.9 (cyclo-azathia-1-4 tétracarbadiène-2-5).

⁽²⁾ GILMAN et SHIRLEY, *J. Amer. Chem. Soc.*, 66, 1944, p. 888.

⁽³⁾ Les dosages d'azote ont été effectués en semi-micro Dumas par M^{lle} H. RAVAILLE, Collaborateur technique au C. N. R. S.

tement de (a) par le bromure d'éthyle dans l'éthanol en tube scellé à 120-130° pendant 15 h, longues aiguilles incolores, F 108° dans le benzène ou l'éthanol, E₃ 189-190°. Azote trouvé %, 5,74, calculé pour C₁₆H₁₇N S, 5,49.

d. *Éthyl-3 phényl-10 phénothiazine*, C₂₀H₁₇NS, (R₁=C₆H₅). — (a) chauffé avec un excès d'iodobenzène, du carbonate de potassium et du cuivre en poudre, donne un liquide E₂ 218°, jaune pâle très visqueux. Azote trouvé %, 4,90, calculé pour C₂₀H₁₇N S, 4,62.

C. DIMÉTHYL-3.7 PHÉNOTHAZINE ET SES DÉRIVÉS. — a. *Diméthyl-3.7 phénothiazine*, C₁₄H₁₃N S, (R₁=H) (*). — La diméthyl-4.4' diphénylamine, chauffée à 215-220° en présence de soufre et d'iode donne avec un rendement de 54 %, un solide en écailles brillantes vert pâle, F 228°. Azote trouvé %, 6,29, calculé pour C₁₄H₁₃N S, 6,17.

b. *Triméthyl-3.7.10 phénothiazine*, C₁₅H₁₅N S, (R₁=CH₃). — Après chauffage de 15 h en tube scellé à 120° de (a) dans l'iodure de méthyle et le méthanol, on obtient quantitativement un solide F 81° dans l'éther de pétrole-benzène, et l'éthanol, E₂ 185°. Azote trouvé %, 5,63, calculé pour C₁₅H₁₅N S, 5,81.

c. *Diméthyl-3.7 éthyl-10 phénothiazine*, C₁₆H₁₇NS, (R₁=C₂H₅). — Dans des conditions identiques à celles de la synthèse de (b), en remplaçant l'iodure de méthyle par de l'iodure d'éthyle, dans l'éthanol à 130°, on a de petits prismes incolores, F 58° dans l'éthanol, avec un rendement de 71 %, E₂ 184°. Azote trouvé %, 5,10, calculé pour C₁₆H₁₇NS, 5,49.

d. *Diméthyl-3.7 phényl-10 phénothiazine*, C₂₀H₁₇NS, (R₁=C₆H₅). — (a) chauffé 15 h à reflux avec un excès d'iodobenzène, du carbonate de potassium et du cuivre en poudre, donne des aiguilles, F 130° dans l'éthanol, E₂ 210-212°. Rendement 44 %. Azote trouvé %, 4,64, calculé pour C₂₀H₁₇NS, 4,62.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Sur la préparation des tétrahydropyridazines par synthèse diénique*. Note (*) de MM. PIERRE BARANGER, JACQUES LEVISALLES et M^{lle} MONIQUE VUIDART, présentée par M. Jacques Tréfouël.

La condensation diénique est utilisée pour la synthèse de quelques 1.2.3.6-tétrahydropyridazines obtenus par condensation de l'azodicarboxylate d'éthyle et du 4.4'-dinitroazobenzène avec des diènes conjuguées aliphatiques.

Le cycle de la pyridazine s'obtient généralement par action d'un corps 1.4-dicarbonylé sur un dérivé de l'hydrazine (¹), (²). D'autre part, Diels et al.

(*) KEHRMANN, *Ber.*, 39, 1906, p. 914.

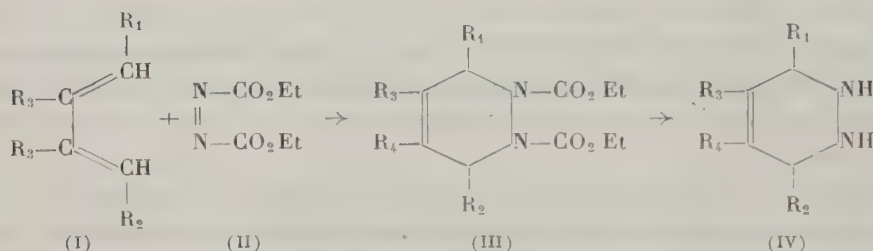
(*) Séance du 23 mars 1953.

(¹) PAAL et DENKS, *Ber.*, 36, 1903, p. 492.

(²) MIZZONI et SPOERRI, *J. Amer. Chem. Soc.*, 73, 1951, p. 1873.

ont décrit l'addition de l'azodicarboxylate d'éthyle (I) sur le cyclopentadiène⁽³⁾, l'isoprène, le myrcène et le diphenylbutadiène⁽⁴⁾. Ces condensations diéniques conduisent à des tétrahydropyridazines dicarbéthoxylées. Dans le cas du diphenylbutadiène, Diels et Adler ont par décarboxylation au moyen de la potasse alcoolique, obtenu la 3.6-diphényltétrahydropyridazine.

Il ne semble pas que l'addition diénique d'azoïques ait été utilisée par d'autres auteurs. Nous nous sommes proposés d'examiner si cette réaction peut être généralisée, notamment dans la série des azoïques aromatiques. La présente Note décrit les premiers résultats obtenus. Les diènes (I) condensées avec (II) donnent des tétrahydropyridazines dicarbéthoxylées (III); ces derniers décarboxylés donnent des 1.2.3.6-tétrahydropyridazines (IV). La condensation du 4.4'-dinitroazobenzène avec le diméthylbutadiène est décrite.



PARTIE EXPÉRIMENTALE. — 1. 1.2-dicarbéthoxy 1.2.3.6-tétrahydropyridazines (III). Cas du butadiène. — Dans 34,8 g d'azodicarboxylate d'éthyle et 20 cm³ de benzène on fait barboter du butadiène en agitant. La température s'élève à 50-55° dans la première heure. Après 2 h l'augmentation de poids est de 15 g environ. On abandonne à la température ambiante en vase fermé, pendant 48 h. On chasse le butadiène et le benzène sous vide au bain-marie et rectifie sous vide.

Cas des diènes liquides. — Le diène en solution dans le benzène est ajouté goutte à goutte dans la solution benzénique d'azodicarboxylate. Il y a élévation de température. On abandonne 48 h et termine comme précédemment. Le tableau suivant rassemble les résultats obtenus.

R ₁ .	R ₂ .	R ₃ .	R ₄ .	Rend (%)	E (°/mm).	n.	d.
H	H	H	H	95	115'0,5	1,4729/24°	1,148.19°,5
CH ₃	H	H	H	92	118'0,45	1,4704/18°	1,115'18°
H	H	CH ₃	H	75	120'0,45	1,4760/18°,4	1,124'18°
CH ₃	CH ₃	H	H	86	122'0,4	1,4692/14°	1,090'17°
H	H	CH ₃	CH ₃	78	145'1	1,4795/19°	1,113'18°

2. 1.2.3.6-tétrahydropyridazines (IV). — On maintient 3 h au bain-marie à reflux 0,1 mol de (III) avec 0,45 mol de potasse alcoolique à 25 %. On

(³) OTTO DIELS, J. H. BLOM et W. KOLL, *Ann.*, 443, 1925, p. 242.

(⁴) OTTO DIELS und KURT ALDER, *Ann.*, 450, 1926, p. 237.

sépare le carbonate de K précipité, concentre sous vide, reprend par 100 cm³ d'éther, filtre, concentre sous vide et distille. On obtient la base (IV). On prépare les dérivés dibenzoylés cristallisés. Le tableau suivant rassemble les résultats obtenus.

R ₁ .	R ₂ .	R ₃ .	R ₄ .	Rdt. (%).	F (°C).	É (°C/mm).	F (°C).	Dérivé benzoylé.					
								C (%).		H (%).		N (%).	
								Calculé.	Trouvé.	Calculé.	Trouvé.	Calculé.	Trouvé.
H	H	H	H	75	—	68,5/20	160,5	73,95	74,09	5,52	5,37	9,58	9,56
CH ₃	H	H	H	67	—	67/18	121	74,49	74,58	5,92	5,92	9,15	9,51
H	H	CH ₃	H	68	—	76/14	126	74,49	74,80	5,92	6,04	9,15	9,54
CH ₃	CH ₃	H	H	53	—	65/13	159	74,97	74,88	6,29	6,45	8,74	8,90
H	H	CH ₃	CH ₃	85	45	88/13	166	74,97	74,85	6,29	6,14	8,74	8,99

3. 4.5 diméthyl N.N-(4.4'-dinitrophényl) 1.2.3.6-tétrahydropyridazine. — 10 g de dinitroazobenzène, 5 cm³ de diméthylbutadiène et 50 cm³ de benzène sont chauffés 18 h à 150-160° en tube scellé; on obtient des cristaux jaune clair : F 272-272°,5 (du nitrobenzène). C %, calculé 61; trouvé 60,84; H %, calculé 4,94; trouvé 5,08; N %, calculé 15,8; trouvé 15,82.

MINÉRALOGIE. — *L'altération des minéraux micacés par l'acide carbonique.*

Note de MM. JAN VAN KEYMEULEN et WILLY DEKEYSER, présentée par M. Charles Mauguin.

De nombreux examens roentgénographiques de fractions argileuses de sols, effectués lors de levés en vue de l'établissement de la carte des sols et de la végétation de la Belgique, et dont les données seront publiées ultérieurement, indiquent qu'il y a, entre autre, dans la région des polders, une évolution des minéraux micacés. Celle-ci s'effectue dans le sens muscovite-illite, et devient décelable par voie roentgénographique dans les fractions inférieures à 2 μ après une période de l'ordre de 600 ans. Celle-ci a pu être déterminée en examinant des échantillons provenant de polders d'âge connu.

Afin de compléter ces données, des recherches furent faites concernant le comportement de ces minéraux en milieu aqueux. Dans une première série d'expériences, dont certains résultats préliminaires ont été publiés ⁽¹⁾, ⁽²⁾, des quantités connues de muscovite et de biotite furent traités, à des températures variant de 80 à 100° C, dans des volumes finis et infinis

(¹) W. DEKEYSER, A. VAN RYSEN et T. DEWIEST, *Trans. IV^e Inter. Congr. Soil. Science*, Amsterdam, 1, 1950, p. 99.

(²) W. DEKEYSER et A. VAN RYSEN, *Nat. Wet. Tijdschr.*, 31, 1949, p. 189.

d'eau distillée, à laquelle des sels furent ajoutés dans certains cas. Un effeuillement se produit, conduisant à une granulométrie bien définie qui est fonction des ions présents dans le milieu. L'équilibre ainsi réalisé est dynamique. Des examens au microscope électronique indiquent que les particules formant les fractions ainsi obtenues ont, en général, un aspect polygonal (hexagones ou rectangles), donnant en diffraction, des diagrammes identiques à des feuillets de minéraux non traités. Aucune autre trace d'altération chimique ne put être trouvée.

Dans une seconde série d'expériences, les minéraux furent soumis, à la température ordinaire, à l'action de CO_2 , l'arrangement expérimental étant le suivant. Les minéraux (biotite et muscovite), furent placés dans un entonnoir muni d'une plaque filtrante, au fond d'un cylindre en pyrex de 5 cm de diamètre et d'un mètre de longueur. La partie inférieure de l'entonnoir traverse la paroi du cylindre, et est reliée, au moyen d'un tube en polyéthylène, à la bonbonne contenant le CO_2 . Le cylindre en pyrex, rempli d'eau bidistillée est relié, par l'intermédiaire d'un filtre, à un collecteur, d'où l'eau est ramenée par distillation dans le cylindre. L'appareil est arrangé de façon que l'eau distillée produite revient dans le cylindre au voisinage de l'endroit où se trouvent les minéraux. Un circuit continu est ainsi réalisé, les minéraux sont continuellement léchés par le gaz carbonique qui traverse la plaque filtrante, et les produits d'altération éventuels sont entraînés dans le circuit vers le ballon collecteur où ils sont concentrés.

L'eau contenue dans ce ballon se colore rapidement, et après filtration dans un ultrafiltre à membrane, afin d'éliminer les particules qui auraient pu être entraînées, l'analyse chimique révèle la présence de composés d'aluminium, de silicium et de fer (dans le cas de la biotite). L'ébullition produit une précipitation des hydroxides de fer et d'aluminium, sauf si des tartrates sont ajoutés, qui maintiennent le fer et l'aluminium en solution sous forme de complexes. Les flocons d'hydroxide ainsi formés s'agglomèrent souvent autour de particules de biotite ou de muscovite, dont les dimensions peuvent atteindre un dixième de millimètre. Comme des feuillets de cette grandeur n'auraient jamais pu passer le filtre interposé entre le cylindre et le ballon collecteur, il faut admettre qu'il s'agit de particules très fines, entraînées dans le circuit, et qui se sont réagglomérées, par suite de la concentration relativement forte d'ions dans le ballon collecteur. Ceci est en accord avec les expériences mentionnées en premier lieu.

Cette altération, à la température ambiante par CO_2 de la muscovite et la biotite est un processus assez rapide, des résultats quantitatifs seront publiés ultérieurement. Le fait que nous n'avons obtenu aucun résultat de ce genre à température plus élevée est maintenant logique,

puisque'il y avait absence complète de CO_2 dans ce cas. M. Correns nous a signalé que les résultats décrits confirment les données qu'il a obtenues lors d'expériences non publiées, effectuées en collaboration avec M. von Engelhardt.

Notons, pour terminer, qu'un cas d'altération rapide similaire a été observé en milieu naturel par M^{lle} Caillère et M. Hénin ⁽³⁾. Des résultats plus complets de ces études seront publiés ailleurs.

RADIOCRISTALLOGRAPHIE. — *Sur la structure du protoxyde de silicium.*

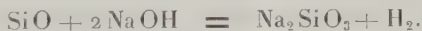
Note de M. GILBERT JACOBS, présentée par M. Charles Mauguin.

1. Dans cette Note, nous nous proposons de fournir des données complémentaires sur la structure et la décomposition de SiO , au sujet desquelles une certaine confusion existe dans la bibliographie.

En effet, H. Inuzuka ⁽¹⁾, trouve que la maille est cubique ($a_0 = 6,4 \text{ \AA}$) et le groupe de recouvrement $\text{Pa } 3$. Il y aurait 8 molécules par maille; chaque atome de silicium étant au centre d'un tétraèdre formé par quatre oxygènes. M. S. Beletskii et M. B. Bapoport ⁽²⁾ au contraire, trouvent pour SiO , préparé dans le vide par réduction de SiO_2 par le silicium ou le carbone, une maille cubique, $a_0 = 5,16 \text{ \AA}$, contenant quatre molécules. La densité de ce produit est de 2,13.

Afin d'essayer de lever cette contradiction, nous avons examiné des échantillons de SiO provenant de deux sources différentes, notamment des Heraeus Phys. Techn. Werkstätten (Allemagne) et de la Gerätebau-Anstalt Balzers (Suisse), que nous appellerons respectivement I et II par la suite.

2. Le produit I était complètement amorphe. Un dosage colorimétrique du silicium a été effectué. L'échantillon est dissous en le chauffant dans une solution concentrée de NaOH , suivant la réaction



La solution est colorimétrée, après neutralisation avec HCl et addition de molybdate d'ammonium. Cette détermination a donné 98 % de la valeur théorique.

En chauffant le produit dans le vide durant une heure à 1000°C , on obtient une poudre cristalline qui donne les raies (larges) suivantes :

⁽³⁾ *Comptes rendus*, **234**, 1952, p. 2104.

⁽¹⁾ *Mazda Kenkju Ziho*, **15**, 1940, p. 305.

⁽²⁾ *Doklady Akad. Nauk. S. S. S. R.*, **72**, 1950, p. 699.

TABLEAU I.

hkl.	d_{hkl} .	θ .	$\sin^2 \theta_{obs}$.	a_0^2 (en Å).
111.....	3,144	14° 09'	0,0597	29,79
022.....	1,918	22 38	0,1607	29,52
131.....	1,642	27 55	0,2201	29,63
331.....	1,251	37 54	0,3773	29,86
242.....	1,111	43 47	0,4788	29,72
333.....	1,046	47 18	0,5401	29,64
440.....	0,9619	53 03	0,6386	29,71
351.....	0,9193	56 44	0,6991	29,68

Le réseau est cubique à faces centrées, la valeur moyenne de a_0 est de 5,45 Å. Les intensités observées sont compatibles avec un arrangement du type ZnS. Toutefois, la densité röntgénographique correspondante est de 1,80, alors que celle, mesurée expérimentalement par la méthode de flottation, est de 2,20. La densité du produit amorphe original est de 2,00.

Remarquons que les dimensions de la maille sont les mêmes que pour le silicium ($a_0 = 5,45$ Å), mais l'analyse chimique ne révèle aucune perte d'oxygène.

3. L'échantillon II était partiellement amorphe. Il donne un diagramme contenant quatre raies faibles (tableau II).

TABLEAU II.

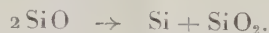
hkl.	d_{hkl} .	θ .	$\sin^2 \theta_{obs}$.	a_0^2 (en Å).
111.....	2,989	14° 54'	0,0661	26,9
121.....	2,118	21 16	0,1316	27,0
030 221.....	1,717	26 36	0,2006	26,6
222.....	1,505	30 42	0,2609	27,2

On en déduit un réseau cubique, la valeur moyenne de a_0 est de 5,16 Å. La densité expérimentale est de 2,13, ce qui indique quatre molécules par maille. Pour autant qu'on puisse déduire la structure d'un ensemble de raies aussi peu développé, elle ne correspond à aucune des structures connues de composés diatomiques.

Quand le produit II est chauffé à 200°C durant dix heures, toutes les raies observées disparaissent, le produit résultant est complètement amorphe. Chauffé dans un creuset de ThO₂ dans un courant d'argon à $\pm 1500^\circ\text{C}$, il fond, et donne une masse d'un jaune brunâtre, cristallisée, donnant les raies du tableau I, mais bien plus définies. De plus, une bande floue est présente, dont le d_{hkl} moyen est de 4,05 Å, ce qui correspond à la raie la plus intense de la cristobalite.

La densité observée est de 2,31. Aucune perte d'oxygène ne peut être décelée au cours de cette réaction.

4. *Conclusion.* — Nous pouvons des expériences décrites conclure que SiO solide se transforme, à haute température, suivant la réaction



Ceci est confirmé, d'une part, par les diagrammes X, et d'autre part, par la considération des densités respectives. En effet, la densité mesurée du produit chauffé (2,31) est une moyenne de celles de SiO₂ amorphe (2,20) de la cristobalite (2,32) et de Si cristallin (2,40).

SiO cristallin n'est pas stable à la température ordinaire et l'étude des circonstances dans lesquelles SiO peut cristalliser fera l'objet d'expériences ultérieures.

GÉOLOGIE. — *Sur l'existence d'un flysch grés-quartziteux du Sénonien dans les régions littorales de l'Algérie.* Note de M. **LOUIS DUPLAN**, présentée par M. Charles Jacob.

Entre Ténès et El Milia, sur une distance de 450 km, est réalisé en de nombreux points un faciès flysch grés-quartziteux du Sénonien. Dans cette zone littorale, il se développe approximativement dans les mêmes régions que le flysch quartziteux albo-aptien avec lequel on l'a souvent confondu.

L'existence d'un flysch sénonien dans la région des massifs métamorphiques du Nord de l'Algérie, a été à peu près ignorée jusqu'à ce jour. E. Ficheur⁽¹⁾, dans la région de Bouïra et en d'autres points, avait bien attribué au Sénonien un flysch quartziteux que l'on sait aujourd'hui être de l'Albo-Aptien à *Orbitolines* ⁽²⁾. A plus juste titre, J. Flandrin ⁽³⁾ a signalé à Tacca, à la partie supérieure du flysch albo-aptien de la bordure Sud du Djurdjura, une intercalation calcaire à *Globotruncana linnei*, *G. stuarti*, et il a admis qu'en ce point, la série du flysch formait une série compréhensive englobant l'Aptien, le Crétacé moyen et une partie du Crétacé supérieur. D'autre part, A. Lambert⁽⁴⁾ a signalé dans la région de Tigzirt, un flysch marno-gréseux à microbrèches. Enfin P. Muraour⁽⁵⁾, signale, sans pouvoir être affirmatif quant à leur âge, des lentilles de quartzites bruns, superposées aux formations sénoniennes du NE de Bordj Ménaïel.

De mon côté, reprenant l'étude des divers flyschs, je fus amené à faire les observations relatées ci-après.

(1) *Carte géologique de l'Algérie* au 1/50 000^e : *Feuille de Bouïra*, Alger, 1911.

(2) L. GLANGEAUD, *Bull. Serv. carte géol. Algérie*, 2^e série, n° 8, 1932.

(3) *Bull. Serv. carte géol. Algérie*, 2^e série, n° 19, Alger, 1948.

(4) A. LAMBERT et P. MARIE, *C. R. Soc. géol. Fr.*, 1948, p. 124-126.

(5) *C. R. Soc. géol. Fr.*, 1951, p. 155-156.

1° *Au Sud du Djurdjura et du massif de Chellata*, j'ai pu retrouver trois affleurements représentant l'extension vers l'Est du Sénonien signalé par J. Flandrin à Tacca. Aux points de coordonnées Lambert $X=651$; $Y=354,4$; $X=661,5$; $Y=358,5$; $X=665,4$; $Y=359,8$, des microconglomérats m'ont fourni quelques Rosalines (*Globotruncana*) sénoniennes.

2° *Dans la vallée de l'Oued Soummam*, au Nord d'Akbou, au point $X=664,2$, $Y=354$, et entre Sidi Aïch et El Kseur, le Sénonien est constitué par un flysch marno-gréseux qui passe latéralement et verticalement au type grés-quartziteux. A Sidi Aïch j'avais confondu ce dernier type en partie avec le flysch albo-aptien en partie avec la base de l'Oligocène ⁽⁶⁾. Je dois à J. Magné la détermination de *Globotruncana stuarti* et de *G. conica*, trouvées à la partie supérieure de la formation.

3° *Dans la région de Bougie*, au N du Djebel Arbalou, au point $X=691,5$; $Y=387,6$, le Sénonien marneux présente à la partie supérieure un flysch grés-quartziteux identique à celui de l'Albo-Aptien.

4° *Dans la région de Port Gueydon*, au point $X=644$; $Y=400,2$, un niveau calcaire, interstratifié dans un flysch quartziteux, m'a fourni des Rosalines parmi lesquelles J. Sigal a identifié *Globotruncana stuarti*, *G. linnei*, *G. fornicata*. Ce flysch passe latéralement plus à l'Ouest au faciès à microbrèches signalé par A. Lambert dans la région de Tizirt.

5° *Dans le massif de Petite Kabylie (Moul ed Démamème)* : a) au point $X=822,2$, $Y=379,8$ à 1 km à l'Ouest de l'affleurement de flysch marno-gréseux signalé par M. Durand Delga ⁽⁷⁾, on peut observer un flysch grés-quartziteux dont certains délités m'ont fourni des Rosalines sénoniennes. Il est associé à un flysch marno-gréseux semblable à celui que présente ici l'Albo-Aptien sous-jacent; b) au point $X=820,4$; $Y=380$, de nombreux délités de grès quartziteux sont interstratifiés dans un flysch marno-gréseux qui m'a fourni des Rosalines sénoniennes.

6° *A l'Ouest d'Alger dans la région de Cherchell-Cap Ténès* : a) au point $X=447,4$; $Y=362,4$, dans un flysch quartziteux, tout à fait comparable au flysch albo-aptien, j'ai pu découvrir un banc de calcaire à nombreuses Rosalines sénoniennes; b) entre Villebourg et Dupleix, après le passage de l'Oued Harbil, sur la route nationale à la borne 144/2, dans un ensemble à faciès flysch, j'ai trouvé un banc de calcaire à *Gümbelines*; c) à 50 m au-dessus de la borne 4/2 de la route du cap Ténès, j'ai trouvé dans le flysch grés-quartziteux, des débris de test d'*Inocérames* et des Rosalines sénoniennes.

Conclusions. — Dans les zones littorales, au moins entre les méridiens de Ténès et d'El Milia, existe, en plus d'un flysch grés-quartziteux albo-aptien, un flysch grés-quartziteux sénonien. Ce dernier se présente sous deux aspects : un premier type à bancs de grès et de quartzites relativement épais, surmontant directement ceux de l'Albo-Aptien, ce type restant localisé uniquement à la bordure Sud du Djurdjura; un deuxième type, à grès fins et à quartzites en petits bancs, qui représente le passage latéral et vertical d'un flysch calcaréo-gréseux à microbrèches.

Le flysch sénonien a une extension moins grande que le flysch albo-aptien,

⁽⁶⁾ L. DUPLAN, *Carte géologique de l'Algérie* au 1/50 000°. *Feuille de Sidi Aïch*, Alger, 1951.

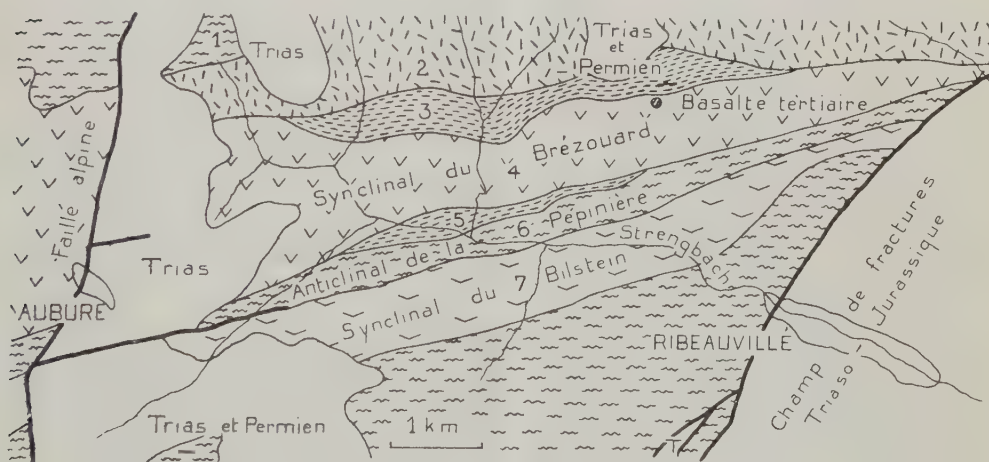
⁽⁷⁾ XIX^e Congrès géologique international, *Monographies régionales*, 1^{re} série, n° 10, Alger, 1952.

mais développé comme celui-ci au voisinage de la Méditerranée, il caractérise avec lui une zone de sédimentation particulière ⁽⁸⁾.

GÉOLOGIE. — *Tectonique hercynienne des granites et gneiss du Strengbach, entre Aubure et Ribeauvillé (Haut-Rhin), et considérations sur la genèse de ces granites.* Note de M. **GEORGES DUBOIS**, transmise par M. Pierre Pruvost.

Entre Aubure et Ribeauvillé s'allonge sur 8 km environ, en direction Ouest-Sud-Ouest, et seulement sur quelques kilomètres de large au total, une série d'étroites lames de gneiss et granites dont l'insolite dispositif a attiré l'attention de plusieurs géologues, notamment de Groth, van Werveke, puis de J. Jung ⁽¹⁾.

On reconnaît du Nord au Sud : 1. gneiss de Sainte-Marie, avec peu de granite ; 2. granite des Crêtes, porphyroïde ; 3. granite des Verreries, du type Crêtes à structure fluidiale, bande Nord, s'effaçant à l'Ouest et à l'Est ; 4. granite du Brézouard à muscovite ; 5. granite des Verreries, bande Sud, plus étroite et s'effaçant plus rapidement que la bande Nord ; 6. gneiss de la Pépinière ; 7. granite du Bilstein à muscovite, du type Brézouard, mais schisteux et mylonitisé surtout en son bord Sud ; 8. gneiss de Ribeauvillé, avec masses granitiques (voir la figure).



Toutes les hypothèses avancées pour expliquer les détails de ce dispositif sont défailtantes sur quelque point. J'en tente une ici, en m'appuyant

⁽⁸⁾ L. DUPLAN, *XIX^e Congrès géologique international, Monographies régionales*, 1^{re} série, 17, Alger, 1952.

⁽¹⁾ *Mém. Serv. Cart. Géol. Als. et Lorr.*, 2, 1928 (fig. 2). Voir aussi le croquis de N. ARABU, *Bull. Soc. Géol. Fr.*, 1926, p. 424 (fig. 1).

uniquement sur les faits cartographiques revus lors de la révision de la carte géologique de France au 1/80 000, feuille 86, Colmar.

J'admets, ainsi que Jung, que les gneiss sont antéhercyniens et donc en position anticlinale. Les contacts entre les diverses lames sont verticaux et cisailants. Toutefois un passage insensible s'observe entre le granite des Crêtes et celui des Verreries (bande Nord) qui apparaît comme une partie superficielle terminale vers le Sud du premier. Ces granites enveloppent le granite du Brézouard, lui-même en position synclinale.

On distingue ainsi du Nord au Sud, comme on le ferait d'un ensemble sédimentaire : A. anticlinal gneissique de Sainte-Marie; B. grand synclinal à ailes de granites Crêtes et Verreries, à cœur de granite Brézouard; C. anticlinal gneissique de la Pépinière; D. synclinal de granite Brézouard transgressif vers le Sud; modifié en granite Bilstein par écrasement; E. anticlinal gneissique de Ribeauvillé.

Il est certain que la tectonique de compressions et mylonitisations a agi sur des granites indurés. Il est également certain qu'elle a agi sur du granite mou, partie superficielle et terminale de granite des Crêtes fluidalisé en granite des Verreries : les feldspaths y sont alignés et serrés en troupeaux moutonniers.

Une granitisation par un magma global liquide n'eut pas respecté la distinction des couches successives (parfois minces de moins de 100 m).

J'envisage dès lors le dispositif de Ribeauvillé comme résultant d'un processus complexe comprenant *au moins* les phases suivantes :

1° Dépôts de sédiments sur la pénéplaine antéhercynienne dans l'ordre stratigraphique suivant : *a.* sédiment prégranite des Crêtes aminci au Sud; *b.* sédiment prégranite du Brézouard un peu moins ferrifère que le précédent et transgressif vers le Sud par rapport à lui (le débordant au Sud de la région de la Pépinière).

2° Granitisation unique ou granitisations successives voisines de la surface, à l'état solide, sans dérangement préalable et sans fluidalisation.

3° Fluidalisation de la zone superficielle du granite des Crêtes en granite des Verreries, coïncidant peut-être déjà avec une compression.

4° Compression, puis solidification du granite des Verreries.

5° Compression postgranitique des granites amollis en profondeur. Établissement de synclinaux et anticlinaux.

6° Schistification du granite du Brézouard dans le synclinal du Bilstein. La phase de mylonitisation du granite du Bilstein est peut-être contemporaine de la phase de schistification. Elle est peut-être de peu postérieure, datant du moment de l'induration terminale du matériel hercynien.

HISTOLOGIE VÉGÉTALE. — *La transformation de l'apex végétatif en apex floral (ou inflorescentiel) chez les Dicotylédones. A propos d'une Note de M. R. Buvat. Note de M. JEAN-F. LEROY, présentée par M. Auguste Chevalier.*

Les recherches histogénétiques récentes de R. Buvat (1951-1953) sur la structure des apex et leur fonctionnement, mettent à jour un certain nombre de caractères dont il paraît utile de montrer les conséquences dans l'interprétation de la fleur. Elles se situent dans un courant de pensée qui depuis Majumdar (1942) et grâce à l'impulsion de Philipson (1946-1949) est en train de s'imposer de plus en plus. Il ne semble plus guère discutable qu'au concept du *tunica-corpus* proposé par Schmidt (1924) doive se superposer celui d'une zonation autre, en rapport avec le fonctionnement de l'apex. La cause est entendue, depuis longtemps déjà, chez les Gymnospermes, mais elle rencontre chez les Angiospermes, des difficultés. C'est à définir avec précision les différentes zones fonctionnelles que les Auteurs s'essayaient, et parfois s'opposent.

Nos recherches personnelles sur l'ontogénie florale nous ont amené à porter notre plus grande attention sur la transformation de l'apex végétatif en apex inflorescentiel ou floral, et à prendre parti sur ce point fondamental. La fleur angiospermienne nous apparaît comme le résultat d'un développement stadial dont certaines manifestations morphologiques ne laissent pas d'être frappantes : notamment la succession d'un stade végétatif et d'un stade reproductif. Le passage de l'un à l'autre semble se faire le plus souvent sans intermédiaires. Grégoire rejette cette transformation et pense que dès l'origine, onto- et phylogénique, deux domaines morphologiques coexistent. Plantefol admet cette transformation, mais le processus qu'il décrit revient à en poser la négation. Pour cet Auteur, en effet, il y a, en quelque sorte, préexistence, non de deux types d'apex, mais de deux types de tissus dans un même sommet apical. A notre sens, les processus schématisés par Buvat, d'après ses observations sur *Myosurus*, marquent une différence importante par rapport à la position de Plantefol. Déjà Plantefol ne se satisfait pas pleinement des notions de tunica et de corpus auxquelles il ajoutait celle d'*anneau initial*, mais c'est le corpus qu'il considérait comme sporogène, la tunica pouvant dans une fleur, se réduire à une couche unique. Brooks (1940) avait d'ailleurs déjà soutenu cette thèse au sujet d'*Amygdalus*. Le méristème sporogène pour Buvat, c'est la tunica, le corpus ne donnant plus que le réceptacle et la moelle. Certes, Buvat pose que le *proméristème sporogène* fait partie, avec le *proméristème réceptaculaire*, d'un *méristème d'attente* ⁽¹⁾, lequel jouit d'une sorte d'individualité. Mais

(¹) *Méristème primordial*, de R. M. Reeve (1948).

nous ne voyons pas de coupure nette entre le méristème de l'anneau initial et le proméristème sporogène.

Les vues de Plantefol obligent à reconnaître l'existence de deux catégories essentielles d'organes : d'un côté les organes sporogènes, de l'autre les organes foliaires, sans aucun lien entre eux. Thèse identique, quant au fond, à celle de Grégoire. Le schéma construit par Buvat permet d'admettre une *transformation véritable* de la pousse végétative en fleur. Dans une pousse végétative, la partie sommitale fonctionne au ralenti, l'anneau initial et le méristème médullaire représentant la zone d'activité intense. Les processus physiologiques de la floraison provoquent un transfert de l'activité dans le méristème d'attente : il y a cessation de l'allongement subterminal, formation du réceptacle et des pièces florales, lesquelles n'ont aucun rôle à jouer dans un allongement qui a pris fin. Le schéma de Buvat, exprimant la transformation de l'apex végétatif en apex floral donne, de la réalité, une image qui s'harmonise parfaitement avec notre conception de la fleur et de sa genèse. La structure florale, si différente qu'elle soit de celle d'une pousse feuillée, comme l'a si bien montré Grégoire, n'empêche nullement de considérer la fleur comme une pousse végétative transformée, mais dans un sens bien défini. Un point de la thèse de Buvat prêterait probablement le flanc à la critique : c'est la part importante attribuée à la tunique dans la constitution de l'anneau initial. On a généralement tendance à rattacher pour une grande part cette *zone périphérique* au corpus.

PHYSIOLOGIE. — *Mode d'action de l'insuline sur l'absorption intestinale du glucose*. Note (*) de M^{me} MARGUERITE LOURAU, présentée par M. Antoine Lacassagne.

L'insuline ne modifie pas la perméabilité de la muqueuse intestinale au glucose ; elle n'accélère l'absorption du glucose qu'en abaissant la glycémie.

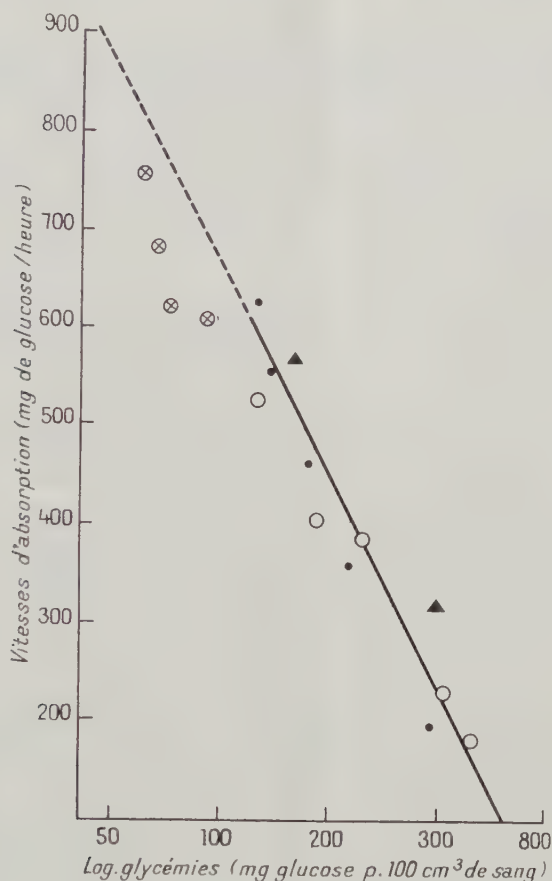
Levine ⁽¹⁾ a montré que l'insuline agit dans les tissus périphériques en augmentant la perméabilité de la membrane cellulaire au glucose : elle fait pénétrer à l'intérieur de la cellule plus de glucose que ne le comporte le niveau glycémique du liquide extracellulaire. Cette hypothèse est donc tout à fait différente de la thèse ancienne, renouvelée par Cori ⁽²⁾ et qui voulait que l'insuline ne facilite le passage du glucose à l'intérieur de la cellule que parce qu'elle accélère son utilisation.

(*) Séance du 23 mars 1953.

⁽¹⁾ Amer. J. Physiol., 163, 1950, p. 70.

⁽²⁾ W. H. PRICE, C. F. CORI et S. P. COLOWICK, J. Biol. Chem., 160, 1945, p. 633.

Les expériences de Ross ⁽³⁾ ont confirmé la théorie de Levine et montré que dans un cas du moins, celui de l'œil du lapin, l'insuline n'agit qu'en augmentant la perméabilité de la cellule au glucose, sans modifier son utilisation. Ross a suivi le passage, à l'intérieur de la chambre antérieure, du glucose contenu dans une solution qui baignait l'œil extérieurement.



Le glucose disparaît plus rapidement en présence d'insuline, mais seulement lorsque les parois cellulaires sont intactes. Un broyat d'organe consomme la même quantité de glucose, qu'il y ait de l'insuline ou qu'il n'y en ait pas.

Un exemple qui a été aussi très souvent cité en faveur de la théorie de Levine est celui de l'absorption intestinale du glucose, qui est très fortement accélérée par l'insuline, tout au moins chez l'animal non diabé-

(³) *J. Physiol.*, 112, 1951, p. 229; 116, 1952, p. 41; *Nature*, 171, 1953, p. 124.

tique ⁽⁴⁾. Cependant, nous pensons que ce fait peut recevoir une autre interprétation. L'insuline abaisse la glycémie, et celle-ci exerce sur l'absorption du glucose par l'intestin une action régulatrice que nous avons démontrée dans des expériences antérieures ⁽⁵⁾. Dans ce travail nous avons recherché si l'hypoglycémie insulinique est suffisante pour expliquer l'accélération de l'absorption ou si l'insuline agit aussi en augmentant la perméabilité de la muqueuse intestinale.

Nous avons injecté de l'insuline à des cobayes 15 à 20 mn avant de les soumettre à une épreuve d'absorption et nous les avons répartis en deux groupes :

1° Les uns ont reçu en même temps que l'insuline une injection intramusculaire de glucose, et ils ont été comparés à des témoins de même niveau glycémique ⁽⁵⁾.

2° Les autres ont reçu de l'insuline seule et, de ce fait, n'ont pu être comparés à aucun témoin normal. Leur absorption a été comparée aux absorptions théoriques que nous avons calculées en extrapolant la droite qui représente les variations de la vitesse d'absorption en fonction des logarithmes des glycémies, droite que nous avons établie dans les expériences déjà citées ⁽⁵⁾ et contrôlée avec de nombreux témoins.

La figure groupe l'ensemble de nos résultats. La droite représente l'absorption chez les animaux normaux, le pointillé correspondant à la fraction extrapolée. Les points . . . représentent les résultats anciens ⁽⁵⁾, les triangles ▲, nos nouveaux témoins (un groupe de 14 animaux pour les faibles glycémies, un groupe de 6 animaux pour les glycémies fortes).

Les animaux insulinés ont été répartis en 9 groupes de 4. Le signe ⊙ représente ceux qui ont reçu du glucose en plus de l'insuline, le signe ⊗ ceux qui ont reçu de l'insuline seule. L'examen de la figure, confirmé par le calcul statistique, montre qu'aucun des points ne s'écarte de la droite d'une manière significative. Chez les animaux insulinés, les absorptions seraient plutôt inférieures aux absorptions théoriques. Il n'y a donc aucune indication que l'insuline agisse directement sur la perméabilité de la muqueuse intestinale; son action sur la glycémie est tout à fait suffisante pour expliquer l'accélération de l'absorption.

Il n'y a donc pas un mécanisme unique qui règle l'entrée du glucose dans les différentes cellules.

⁽⁴⁾ E. M. MAC KAY et W. G. CLARK, *Amer. J. Physiol.*, 135, 1941, p. 187.

⁽⁵⁾ *Comptes rendus*, 232, 1951, p. 1697; *Experientia*, 7, 1951, p. 428.

CHIMIE BIOLOGIQUE. — *Étude comparée de l'hydrolyse du saccharose et de l'hydrolyse faible du raffinose par différentes saccharases*. Note de M^{me} ANDRÉE DE GRANDCHAMP-CHAUDUN, M^{lles} BERNADETTE BERGERET et FERNANDE CHATAGNER, présentée par M. Maurice Javillier.

Les divergences observées entre les saccharases, relativement à l'action des oses en tant qu'inhibiteurs de l'hydrolyse du saccharose, se retrouvent dans la comparaison de l'hydrolyse du saccharose et de l'hydrolyse faible du raffinose. Le rapport des vitesses pour les deux réactions dépend essentiellement de la source de l'enzyme, c'est-à-dire sans doute de l'état physicochimique de celui-ci.

Nous avons montré, dans une Note récente ⁽¹⁾ que l'action inhibitrice du glucose, du galactose, du fructose sur l'inversion diastasique du saccharose dépend essentiellement de la source de l'enzyme, saccharase de la levure ou saccharase de la taka-diastrase. Il était peu vraisemblable que l'influence de l'origine du ferment fût limitée aux seuls phénomènes d'inhibition et il nous a paru intéressant de rechercher si des divergences n'apparaîtraient pas entre différentes saccharases relativement à l'hydrolyse du saccharose et à l'hydrolyse *faible* du raffinose, les deux réactions étant de tous points comparables, puisqu'il s'agit, dans un cas comme dans l'autre, de la rupture de la liaison fructofuranose-glucopyranose.

Au cours d'expériences préliminaires sur le raffinose, nous avons pu constater que, contrairement aux affirmations de certains auteurs ⁽²⁾, la saccharase de la taka-diastrase attaque le raffinose, et la comparaison des variations au cours du temps du pouvoir rotatoire et du pouvoir réducteur de solutions de raffinose soumises à l'action de la taka-diastrase, d'une saccharase de levure préparée suivant la technique de Sumner ou de l'« Invertase concentrée » nous avait semblé prouver, d'une part, que les trois enzymes utilisés conduisent à son terme l'hydrolyse *faible* du raffinose, d'autre part, que ce stade de l'hydrolyse n'est pas dépassé.

Toutefois, nous avons jugé indispensable, surtout en ce qui concerne la taka-diastrase, qui, à côté de la saccharase, contient d'autres enzymes, comme en fait foi son action hydrolysante sur le maltose, de faire une étude chromatographique des liqueurs soumises à l'action des divers ferments.

Les chromatogrammes ont été faits sur papier Whatman n° 1; deux solvants ont été employés comparativement : *a*. Phénol, NH₃; *b*. Butanol, acide acétique, eau. Les aldoses et le mélibiose ont été révélés par le phta-

⁽¹⁾ A. DE GRANDCHAMP-CHAUDUN et M. TH. MOREAU, *Comptes rendus*, **235**, 1952, p. 552.

⁽²⁾ SUMNER et MIRBÄCK, *The enzymes*, **1**, partie 1, p. 542.

late acide d'aniline, les cétoles et les holosides non réducteurs, saccharose et raffinose, par le réactif à l'urée en milieu chlorhydrique.

Après quatre jours de contact des liqueurs sucrées avec les solutions diastasiques, les chromatogrammes relatifs au saccharose montrent la disparition complète du diholoside, totalement scindé en fructose + glucose. Les chromatogrammes correspondant au raffinose indiquent que le triholoside a, lui aussi, disparu; mais, tandis que, avec la saccharase Sumner et l'« Invertase concentrée », on trouve du fructose et du mélibiose exclusivement, on remarque, dans le cas de la taka-diaстase, des traces de glucose et de galactose. Par ailleurs, si l'on suit, par chromatographie, la marche de l'hydrolyse du raffinose par la taka-diaстase (raffinose : 4,35 g%; taka-diaстase : 1 g%; $t = 27^\circ$), on constate que, pendant les huit premières heures, le fructose et le mélibiose apparaissent seuls; tout le raffinose a disparu après 24 h et, à ce moment, de faibles traces de glucose et de galactose peuvent être révélées.

Si donc on s'en tient aux huit premières heures de la réaction, et en opérant à 18° , on peut affirmer que l'action de la taka-diaстase sur le raffinose est limitée à l'hydrolyse faible et le comportement des trois diastases étudiées sur le saccharose et sur le raffinose est comparable.

Selon que le ferment mis en jeu est l'« Invertase concentrée », la sucrase Sumner ou la taka-diaстase, nous avons déterminé le rapport des vitesses de dédoublement du saccharose et du raffinose, pris à des concentrations moléculaires équivalentes : 2,50 g% et 4,35 g% respectivement. La dose d'enzyme était choisie dans tous les cas de manière que la réaction présente une phase assez longue de vitesse constante.

Poids de substrat disparu (en grammes pour 100 cm³).

Temps (en 1/2 heure).	I. C.		S. S.		T. D.	
	S.	R.	S.	R.	S.	R.
1.....	0,140	0,072	0,212	0,060	0,082	0,058
2.....	0,301	0,142	0,427	0,122	0,167	0,118
3.....	0,458	0,215	0,641	0,181	0,251	0,179
4.....	0,612	0,285	0,853	0,242	0,337	0,238
5.....	0,759	0,358	1,063	0,303	0,421	0,298
6.....	0,920	0,429	1,278	0,363	0,506	0,358
7.....	1,072	0,501	1,490	0,425	0,590	0,416
8.....	1,230	0,574	1,700	0,487	0,676	0,477
9.....	1,378	0,646	1,898	0,547	0,762	0,537
10.....	1,520	0,720	2,080	0,610	0,845	0,596
11.....	1,681	0,792	—	—	—	—
12.....	1,829	0,865	—	—	1,033	0,718
14.....	—	—	—	—	1,183	0,841
16.....	—	—	—	—	1,355	0,960

Le tableau ci-dessus donne les quantités de substrats disparues à chaque instant. (I. c. = Invertase concentrée; S. S. = sucrase Sumner; T. D. = taka-diastringe; S. = saccharose; R. = raffinose).

Les rapports des poids de saccharose et de raffinose hydrolysés au même instant sont donc en moyenne de 2,14, 3,50 et 1,41 selon qu'il s'agit de l'« Invertase concentrée », de la sucrase Sumner ou de la taka-diastringe. Si l'on compare, d'autre part, les poids de fructose libérés après un même temps dans les deux substrats (qui en renferment la même quantité à l'instant initial), on trouve les rapports 3,73, 6,08 et 2,46 respectivement pour les trois solutions diastatiques.

MICROBIOLOGIE. — *Rôle de l'acide ascorbique dans la physiologie du leucocyte polynucléaire*. Note (*) de M^{me} **JACQUELINE LEBRUN-PAGÈS**, transmise par M. Gaston Ramon.

La teneur en acide ascorbique des polynucléaires de l'homme et des animaux non carencés est élevée. Elle serait comparable aux taux rencontrés dans le foie [Ludany et Mégay (¹)]. La signification physiologique de cette substance dans la cellule est mal connue. Seuls, les travaux de Cottingham et Mills (²) de Nungester et Ames (³), semblent indiquer qu'il existe une corrélation entre l'intensité de la phagocytose et le taux d'acide ascorbique. Étant donné l'importance que l'on attribue à cette vitamine dans de nombreux processus générateurs ou transporteurs d'énergie [Szent Gyorgyi (⁴), Giroud (⁵), etc.], nous avons pensé qu'elle pouvait intervenir dans la motilité et le métabolisme respiratoire des polynucléaires. Nous avons donc étudié comparativement la teneur en acide ascorbique, la respiration et le déplacement orienté de polynucléaires provenant de cobayes normaux ou soumis à un régime scorbutigène.

L'état de carence a été réalisé par un régime de foin sec et avoine pendant 20 à 25 jours. Un exsudat inflammatoire a été provoqué dans la cavité péritonéale des animaux par injection de bouillon peptoné stérile. Cet exsudat prélevé par ponction contenait de 10 à 15 000 cellules/mm³ dont 90 % de polynucléaires. Le déplacement orienté de ces leucocytes a été estimé *in vitro* par un test de chimiotactisme à l'égard de grains d'amidon de pomme de terre. Les détails de ces différentes techniques ont été donnés dans des publications antérieures (⁶). Les dosages d'acide ascorbique ont été faits par la méthode clas-

(*) Séance du 23 mars 1953.

(¹) *C. R. Soc. Biol.*, **126**, 1937, p. 321.

(²) *J. Immunol.*, **47**, 1943, p. 493.

(³) *J. inf. Dis.*, **83**, 1948, p. 50.

(⁴) *Bull. Soc. Chim. Biol.*, **20**, 1938, p. 749.

(⁵) *Acide ascorbique*, 1 vol., Hermann, éd., Paris, 1942.

(⁶) *Ann. Inst. Pasteur*, **72**, 1946, p. 458.

sique au 2.6-dichlorophénol-indophénol sur des échantillons de leucocytes et de foies. La cinétique de la réaction a été suivie à l'électrophotomètre de Dognon.

Le métabolisme respiratoire est mesuré par la méthode classique de Warburg en présence d'air. La quantité d'O₂ absorbée par les leucocytes en suspension dans 2 cm³ du sérum-même des animaux dont ils provenaient (concentration cellulaire 100000/mm³) est exprimée en millimètres cubes d'O₂ pour 10⁶ cellules et par heure. La lecture des mesures est poursuivie de demi-heure en demi-heure pendant 2 h.

	Teneur en acide ascorbique : moyenne de 10 mesures () chiffres extrêmes obtenus.	Tactisme.	Métabolisme respiratoire ⁽⁷⁾ . moyenne de 10 mesures () nombres extrêmes obtenus	
			1 ^{re} heure.	2 ^e heure.
Leucocytes nor- maux	{ 0,59 γ/10 ⁷ cellules } { (0,85-0,33) }	+++	{ 0,39 } { (0,43-0,29) }	{ 0,38 } { (0,41-0,30) }
Leucocytes scor- butiques	{ ≤ 0,06 γ/10 ⁷ cellules } { (limite de sensibilité } { de la méthode) }	+++	{ 0,33 } { (0,38-0,29) }	{ 0,25 } { (0,28-0,20) }
Foies normaux . .	{ 10 mg % (*) } { (6-15) }	-	-	-
Foies scorbu- tiques	{ 1,8 mg % (*) } { (1-4) }	-	-	-

(*) Pour 100 grammes de tissus frais.

Chez les cobayes soumis à un régime scorbutigène, la chute du taux d'acide ascorbique dans les polynucléaires est parallèle à la diminution de cette substance dans le foie. Ces résultats sont en accord avec ceux de Chevillard et Hamon ⁽⁸⁾, selon lesquels la teneur en acide ascorbique de la couche blanche du sang donne une image assez exacte des variations de la teneur des tissus au cours d'une avitaminose C.

Les polynucléaires, dont la teneur en acide ascorbique a baissé de 90 % et plus, présentent cependant les mêmes propriétés d'étalement et de tactisme que les cellules d'animaux normaux. Au cours de recherches antérieures sur le déterminisme du chimiotactisme des polynucléaires observés *in vitro*, nous avons montré, qu'en plus de l'ion calcium, dont l'importance a été soulignée par A. Delaunay ⁽⁹⁾, il existe un certain nombre de facteurs conditionnant le phénomène.

Les uns sont relatifs à la composition du milieu de suspension [présence d'alexine, ⁽³⁾ pression osmotique ⁽¹⁰⁾]. Les autres semblent dépendre de l'état biochimique de la cellule elle-même et peut-être de certains des enzymes qu'elle renferme ⁽¹¹⁾. Les résultats rapportés ici indiquent que la quantité

(7) Millimètres cubes d'O₂ par 10⁶ cellules/h.

(8) *C. R. Soc. Biol.*, 127, 1943, p. 307.

(9) *Ann. Inst. Pasteur*, 72, 1946, p. 458.

(10) *C. R. Soc. Biol.*, 146, 1952, p. 921.

(11) *C. R. Soc. Biol.*, 145, 1951, p. 201 et recherches non encore publiées.

d'acide ascorbique normalement présente chez le polynucléaire normal n'est pas indispensable aux réactions énergétiques qui sont liées à la motilité des cellules. Le métabolisme respiratoire ne subit d'ailleurs qu'un fléchissement léger (18 %). L'accentuation de ce dernier au cours de la deuxième heure (35 %) semble imputable au traumatisme provoqué par l'agitation mécanique sur des cellules dont la fragilité est accrue [Nungester et coll. ⁽³⁾].

A notre avis, les résultats que nous venons d'exposer peuvent s'expliquer soit par le fait que des traces d'acide ascorbique peuvent suffire à assurer les oxydations cellulaires liées au mouvement, soit parce que d'autres substances réductrices suppléent à la carence. Cette dernière hypothèse nous est suggérée par l'apparition, que nous avons constatée au cours de nos expériences, d'une quantité appréciable de substances réductrices différentes de l'acide ascorbique dans le foie et les polynucléaires d'animaux carencés.

VIROLOGIE. — *Virus Cocksackie* (souche encéphalitogène B) et néoplasmes de la Souris. Note de M. CONSTANTIN LEVADITI et M^{me} JANINE HENRY-EVENO, présentée par M. Gaston Ramon.

Dès 1923, C. Levaditi et S. Nicolau ⁽¹⁾ ont attiré l'attention sur l'affinité élective entre certains ultravirus, en particulier le neurovaccin et les éléments cellulaires entrant dans la constitution des néoplasmes, selon les caractères embryonnaires distinctifs de ces éléments (ectodermiques ou mésodermiques). Inoculé à la Souris porteuse de tumeurs spontanées ou greffées, le virus vaccinal se localise dans ces tumeurs. Il en résulte que la pullulation du neurovaccin dans l'épithéliome fait généralement perdre à ce dernier son potentiel prolifératif. Ultérieurement (1932), C. Levaditi et ses collaborateurs ⁽²⁾ ont montré que les cancers de la Souris offrent des affinités similaires à l'égard du virus syphilitique, affinités se traduisant par une virulence spécifique (généralement en l'absence de *Treponema pallidum*), lorsque la tumeur évolue chez des souris atteintes de tréponémose cliniquement occulte.

D'autres expérimentateurs ont étudié les problèmes de l'association ou de l'interférence entre néoplasmes et ultravirus [tels Schoen ⁽³⁾ (rage), Haber ⁽⁴⁾ (peste aviaire), Schoen ⁽⁵⁾

⁽¹⁾ *Ann. Inst. Pasteur*, 37, 1923, p. 443.

⁽²⁾ C. LEVADITI et CONSTANTINESCO, *Comptes rendus*, 194, 1932, p. 662 et 1217; *C. R. Soc. Biol.*, 112, 1933, p. 286; C. LEVADITI et ARRAGER, *ibid.*, 117, 1934, p. 770; C. LEVADITI, VAISMAN et CHABAUD, *ibid.*, 123, 1937, p. 523.

⁽³⁾ SCHOEN et C. LEVADITI, *Comptes rendus*, 202, 1936, p. 762.

⁽⁴⁾ HABER et C. LEVADITI, *Rev. Immunol.*, 3, 1937, p. 5.

⁽⁵⁾ *Ann. Inst. Pasteur*, 60, 1938, p. 499; *C. R. Soc. Biol.*, 128, 1938, p. 135.

(lymphogranulomatose inguinale), Turner et Mulliken ⁽⁶⁾ (vaccine), Moore ⁽⁷⁾ (influenza), Sharples, Davies et Cox ⁽⁸⁾, Kuwata ⁽⁹⁾ (rickettsia), Kausche, Landschültz et Sauthoff ⁽¹⁰⁾ (influenza)] et ont obtenu des résultats variables.

Il nous a semblé intéressant de déterminer les rapports entre le virus Coxsackie (virus C), souche neurotrope B de Dalldorf et Sickles, et les éléments de l'épithéliome et du sarcome de la Souris, pour les raisons suivantes : On sait que le virus C (souche neurotrope) accuse une attirance sélective pour les éléments entrant dans la constitution du névraxe des souriceaux nouveau-nés, alors qu'il se révèle indifférent à l'égard des neurones des Souris adultes. Or, le potentiel prolifératif des neuronocytes de ces jeunes souriceaux est (pendant les quelques jours consécutifs à la naissance) fortement élevé. Sans pouvoir lui être identifié, ce potentiel se rapproche de celui des cellules cancéreuses. On peut donc se demander si, cultivées chez la Souris adulte, ces cellules offriraient une telle affinité pour le virus C. Nous apportons dans la présente Note nos premiers résultats concernant l'épithéliome T. 120, greffable à la Souris blanche.

Technique. — Utilisation de souris porteuses d'épithéliomes greffés, d'âge variable, bien développés, mais non ulcérés, ou emploi d'émulsions de ces mêmes tumeurs dans de l'eau salée isotonique, ou encore de greffons. Virus C provenant de cerveau de souriceaux contaminés avec la souche encéphalitogène B.

1° *Influence du virus C sur l'évolution des tumeurs greffées.* — Des néoplasmes, âgés de 18 jours, reçoivent l'ultragerme C par injection intratumorale directe; des souris non contaminées servent de témoins. *Résultat* : évolution normale des tumeurs chez les animaux des deux séries.

2° *Influence du virus C sur le développement des greffons ayant été préalablement mis en contact avec ce virus.* *Résultat* : évolution normale des tumeurs,

3° *Mêmes données expérimentales, mais le virus étant administré à plusieurs reprises dans le greffon.* Le néoplasme s'accroît progressivement; examiné le 20^e jour (transfert à des souriceaux), il se révèle dépourvu de virus C.

4° *L'ultragerme C n'envahit pas le néoplasme, si on l'inocule dans la circulation générale des Souris cancérisées.* Virulence nulle du néoplasme examiné 2 et 5 jours après une telle injection.

5° *Conservation du virus C dans la tumeur.* — Des souris porteuses d'épithéliomes âgés de 19, 20, 25, 42 et 49 jours et contaminées par voie intratumorale, sont sacrifiées à des moments divers (entre 2 et 10 jours);

(⁶) *Cancer Res.*, 7, 1947, p. 744.

(⁷) *Cancer*, 2, 1949, p. 516 et 525.

(⁸) *Proc. Soc. exp. Biol. Med.*, 73, 1950, p. 270.

(⁹) *Science*, 114, 1951, p. 640.

(¹⁰) *Z. Naturforsch.*, 76, 1952, p. 33.

recherche du virus C par transfert de l'émulsion tumorale à des souriceaux
Résultats : A. 48 heures. a. *Présence du virus C* (2/2) ⁽¹¹⁾; greffes positives sur souris neuves (4/4). b. Même résultat dans un second essai; présence du virus (5/5); greffes positives (2/3). B. 3 jours. *Présence du virus C* (2/5) (passages : 5/6); greffes positives sur souris neuves (4/5). C. 4 jours. *Présence du virus C* (3/3); greffes positives (5/5). D. 5 jours. *Absence du virus C* (0/9); greffes positives (3/4). E. 7 jours. *Absence du virus C* (0/4); greffes positives (5/5). F. 10 jours. Même résultat négatif. En résumé, persistance du virus C dans le néoplasme pendant les 4 jours consécutifs à la contamination, mais, passé ce délai, stérilisation de ce néoplasme.

CONCLUSIONS. — *Le virus Coxsackie, type encéphalitogène B, mis au contact d'éléments néoplasiques d'origine ectodermique (épithéliomes greffables de la Souris), soit au cours de l'évolution des tumeurs, soit au préalable in vitro, ne s'oppose pas au développement ultérieur des cancers. Par contre, il persiste dans les néoplasmes contaminés pendant au moins 4 jours à partir du moment où son contact avec ces tumeurs est établi.*

PATHOLOGIE EXPÉRIMENTALE. — *Influence du cytochrome C et de l' α -cétoglutarate de sodium sur l'apparition et l'évolution d'une hépatite expérimentale provoquée chez le Rat par des injections de tétrachlorure de carbone.* Note (*) de M. ALBERT DELAUNAY et M^{lle} YVONNE BARDOU, transmise par M. Gaston Ramon.

Le cytochrome C et l' α -cétoglutarate de sodium sont capables, à doses relativement faibles, de limiter l'étendue des lésions hépatiques normalement provoquées chez le Rat par le tétrachlorure de carbone.

On sait depuis longtemps que le tétrachlorure de carbone, administré par injection, ingestion ou inhalation, est capable de déterminer, chez l'animal (rats, cobayes, chiens), des lésions hépatiques importantes caractérisées par une nécrose et une dégénérescence graisseuse des cellules et, ultérieurement, par des réactions conjonctives (cirrhoses).

La cause initiale de ces altérations relevant d'un trouble du métabolisme lipidique, on a utilisé, avec l'espoir d'éviter l'accumulation des graisses dans le foie, des facteurs lipotropes. Les résultats produits par les agents de méthylation que sont la choline et la méthionine n'ont pas été très remarquables. Les résultats obtenus plus récemment avec les vitamines E et B₁₂ ou encore l'auréomycine semblent avoir été meilleurs.

(¹¹) Le nombre placé à droite du trait indique le nombre de souris utilisées, celui placé à gauche le nombre de résultats positifs.

(*) Séance du 23 mars 1953.

Le métabolisme glucidique étant étroitement lié à la dégradation des graisses, n'y avait-il pas intérêt à agir sur lui ? Nous l'avons pensé, d'autant plus que Zelman, aux États-Unis, a relaté en 1951 les bons effets du succinate de sodium associé au cytochrome C dans le traitement d'hépatites chroniques humaines.

Pour nos essais sur les hépatites toxiques, produites expérimentalement chez le Rat par le tétrachlorure de carbone, nous avons utilisé l'acide α -cétoglutarique (sel de sodium) associé au cytochrome C. On sait que l'acide α -cétoglutarique, métabolite du cycle de Krebs, donne par décarboxylation oxydative irréversible de l'acide succinique, la déshydrogénase succinique prenant le cytochrome C comme accepteur d'hydrogène.

Première série d'expériences : Rats témoins. — Des mâles adultes reçoivent des injections sous-cutanées bi-hebdomadaires de CCl_4 dilué dans de l'huile de paraffine à la dose de $0,10 \text{ cm}^3$ de toxique pour 100 g d'animal.

Rats traités. — Ceux-ci reçoivent, outre le CCl_4 , quatre fois par semaine : en injections sous-cutanées, 0,04 g d' α -cétoglutarate de sodium pour 100 g de poids; en injections intramusculaires, 2 mmg de cytochrome C pour 100 g de poids.

Les animaux ont été sacrifiés et autopsiés rapidement, de 15 à 20 jours après la première injection.

Le foie, prélevé, a été placé dans le fixateur de Duboscq-Brazil; les pièces ont été soumises aux techniques histologiques classiques (inclusion à la paraffine, coloration des coupes par l'hématéine-éosine et les trichromes Lumière).

Résultats. — 1° Étude du tissu hépatique provenant des animaux qui avaient reçu, seulement, le tétrachlorure. Un grand nombre de cellules sont atteintes de nécrose; d'autres cellules sont le siège d'une infiltration graisseuse déjà très accusée. Dans la trame conjonctive périlobulaire, accumulation importante de petites cellules au noyau arrondi ou ovale, légère réaction fibrillaire. Les modifications cellulaires étaient surtout marquées sur les pièces prélevées chez les rats sacrifiés précocement.

2° Étude du tissu hépatique provenant des animaux qui avaient été traités à la fois par du tétrachlorure de carbone, du cytochrome C et de l' α -cétoglutarate de sodium. Nous avons retrouvé ici les différents types de lésions et réactions ci-dessus décrites, mais, dans l'ensemble, à un *degré beaucoup moins accusé* : la dégénérescence graisseuse et la nécrose étaient souvent très peu intenses, les réactions conjonctives limitées parfois à une simple couronne périvasculaire de cellules mononucléées.

Seconde série d'expériences. — Notre attention ayant été retenue par ces observations, nous avons traité un nouveau lot de rats en suivant exactement le même protocole ou en le modifiant quelque peu (ainsi, nous avons utilisé cette fois quelques animaux qui recevaient uniquement, comme

alimentation, du blé ou du lait écrémé). Au total, quarante animaux ont été mis en expérience.

Résultats. — Ils ont été absolument comparables aux précédents, quel que soit le régime alimentaire prescrit : normal ou non.

Malgré les injections de cytochrome C et d' α -cétoglutarate de sodium, nous avons constamment observé, sur coupes de tissu hépatique, des lésions nécrotiques et de dégénérescence graisseuse. Pourtant, nous pouvons dire que, dans l'ensemble, elles étaient moins marquées que celles existant au même moment chez les rats qui avaient reçu uniquement le tétrachlorure.

Étant donné la très haute toxicité du produit hépatotoxique ici mis en œuvre, un tel résultat, pour incomplet qu'il soit, nous paraît mériter déjà l'attention. Aussi avons-nous tenu à le faire connaître sans plus attendre, tout en poursuivant nos recherches en ce domaine.

CANCÉROLOGIE. — *Production élective de liposarcomes chez le Lapin par les oligoéléments zinc et cobalt.* Note de MM. **J. ANDRÉ THOMAS** et **JEAN-PAUL THIERY**, présentée par M. Maurice Javillier.

Le tissu adipeux lombaire du Lapin, surtout s'il est devenu hyperplasique à la suite d'un régime déséquilibré, donne origine à un liposarcome sous l'action de quelques milligrammes de Zn ou de Co. Deux facteurs expérimentalement définis sont en présence : l'oligoélément et un métabolite lipidique.

Nous avons provoqué de façon élective et rapide chez 7 lapins (6 femelles et 1 mâle), sous l'action des oligoéléments zinc et cobalt, des sarcomes du tissu graisseux ayant sensiblement la même localisation anatomique originelle et transmissibles par greffe. La formation de ces cancers semble liée à la présence de certains métabolites lipidiques.

1. Des solutions diluées et stériles de nitrate de cobalt ou de sulfate de zinc sont injectées sous la peau de 4 lapines. Chacune d'elles reçoit chaque jour, pendant 5 jours consécutifs, une injection de 10 cm³ contenant 1 mg du métal. Les solutions sont faites, d'une part dans l'eau salée à 9 ‰ et d'autre part dans le liquide amniotique déprotéiné et purifié qui est rapidement résorbable (¹); ces 4 préparations, légèrement acétifiées (pH 5,5 à 6), sont administrées chacune à un animal. Pendant les 9 mois qui ont précédé l'expérience, les 4 femelles ont été conservées au Laboratoire, dans les mêmes conditions d'isolement, de repos sexuel et de déséquilibre alimentaire (ration presque exclusive d'avoine et de son) : elles étaient en surcharge graisseuse (poids moyen : 3 500 g). Dès le début des injections, les sujets maigrissent considérablement jusqu'au sacrifice

(¹) J. ANDRÉ THOMAS, J. P. THIERY et J. BLASS, *Thérapie*, 7, 1952, p. 289.

in extremis (Co après 22 jours, Zn après 24 jours, pour les solutions en liquide amniotique; Zn après 36 jours, Co après 37 jours pour les solutés salins; perte moyenne de poids, 980 g). Dans les 4 cas, les constatations sont les mêmes : cachexie, graisse sous-cutanée et viscérale extrêmement réduite et, par contraste, hyperplasie considérable des masses graisseuses abdominales qui recouvrent les muscles lombaires. C'est là que se forme, dans les 4 cas, le liposarcome. Tout se passe comme si la cancérisation se produisait symétriquement, dans une zone d'élection de la région moyenne des 2 masses graisseuses lombaires, à droite et à gauche. Dans la graisse hyperplasiée, pâle et molle, sont des nodules lipidiques, allant du jaune vif au jaune brun, assez fermes, adhérents, pouvant atteindre le volume d'une petite noix. Ce tissu graisseux transformé infiltre profondément les masses musculaires sus-jacentes et y constitue des amas ayant parfois le volume d'une noisette. Les ganglions ne sont pas infiltrés; dans un cas (Co en liquide amniotique), de petites métastases graisseuses se développent dans le foie, à proximité des vaisseaux.

Les 4 liposarcomes sont analogues : ils sont constitués par de petites cellules adipeuses à noyaux irréguliers et très inégaux, se multipliant par amitose et méroamitose; ils sont fréquemment pycnotiques et soumis, en outre, de façon très générale, à un processus de fragmentation ou d'émiettement en petits noyaux, ce qui est, dans ce cas, un mode de pullulation. Ces éléments se disposent en bourgeons et en nappes, prolifèrent le long des travées conjonctives de la graisse hyperplasiée, puis infiltrent et détruisent les masses musculaires : celles-ci, dissociées, fragmentées par les cordons de cellules liposarcomateuses entrent en dégénérescence hyaline et se vacuolisent : du pigment ocre apparaît. Dans les métastases hépatiques, le parenchyme dégénère à leur voisinage; elles peuvent envahir la paroi des canaux biliaires. Dans certaines zones d'infiltration, elles prennent le type fibrosarcomateux.

Aux premiers stades de la cancérisation, dans la région centrale des masses graisseuses en hyperplasie, des cellules géantes ou des plasmodies se forment, élaborant de nouvelles enclaves lipidiques acidophiles, insolubles dans les conditions où la graisse normale est dissoute, et vraisemblablement constituées par des acides gras ou leurs dérivés. Les noyaux de ces lipocytes géants se multiplient d'abord de façon intensive par endoamitose à la périphérie du cytoplasme. C'est autour de ces formations, qui donnent origine à de petites cellules basophiles, que débute la pullulation amitotique liposarcomateuse.

2. Les liposarcomes de 3 animaux (2 Zn et un Co) ont été greffés à 5 lapins neufs, par injection de pulpe cancéreuse dans la cavité péritonéale. Chez tous les 5, quel que soit le sexe ou le poids, sacrifiés entre le 27^e et le 56^e jour après la greffe, le liposarcome s'est développé, constituant

ainsi 3 lignées; l'une d'elles est au 4^e passage. Des granulations liposarcomateuses poussent dans le mésentère, des masses plus importantes se développent dans le cul-de-sac recto-vésical et dans le petit épiploon. Elles dégénèrent en un caseum crémeux dans leur région centrale. La structure histologique des greffons est la même que celle des liposarcomes originels.

3. Nous avons recommencé nos expériences chez des lapins récemment fournis au Laboratoire et sans surcharge graisseuse (2600 g en moyenne). Avec nos premières solutions de Zn et de Co conservées pendant 70 jours à + 4°, nous n'avons obtenu, chez 8 lapins, que 2 liposarcomes détruisant les muscles (chez un mâle et une femelle); nous n'en avons produit qu'un seul (chez une femelle) dans un lot de 7 autres lapins injectés de nouvelles solutions. Enfin, 12 rats et 6 souris (doses réduites à 1/5 et à 1/10) sont restés indemnes.

Conclusion. — La graisse lombaire du Lapin, surtout si elle est devenue hyperplasique à la suite d'un régime alimentaire déséquilibré, peut devenir cancéreuse sous l'action de quelques milligrammes de Zn ou de Co. Les masses graisseuses lombaires, principalement chez la femelle où elles prédominent, se cancérisent symétriquement à droite et à gauche dans leur région centrale. C'est à partir de cellules géantes qui élaborent des enclaves paraissant contenir surtout des acides gras que se développe le liposarcome, par un processus amitotique. Ces observations ne font que poser, pour le moment, de nouveaux problèmes sur la pathogénie d'une variété rare de cancer, mais dans un cadre expérimentalement défini; en effet, deux facteurs essentiels sont en présence: le métal et le métabolite lipidique. On peut craindre qu'il ne soit pas sans danger, dans certains cas, de pratiquer des séries d'injections de médicaments artificiellement enrichis en zinc ou en cobalt.

MÉDECINE EXPÉRIMENTALE. — *Sur l'existence d'un facteur histaminique dans le déterminisme de l'œdème pulmonaire aigu adrénalinique chez le Lapin.*

Note de M. MAURICE BARIÉTY et M^{lle} DENYSE KOHLER, transmise par M. Léon Binet.

Il est généralement admis que l'œdème pulmonaire aigu des hypertendus est sous la dépendance de deux facteurs: l'augmentation de l'hémodynamique pulmonaire, et l'augmentation de la perméabilité des vaisseaux du poumon. Nous-mêmes avons reconnu l'existence de ces deux mécanismes dans l'œdème pulmonaire adrénalinique du Lapin, dont nous poursuivons l'étude expérimentale. Récemment encore, l'une de nous a montré qu'en injectant aux animaux, dans la veine marginale de l'oreille, une quantité

élevée (100 cm³) de solution de Ringer-Locke, on provoquait une augmentation de volume et une turgescence considérables du parenchyme pulmonaire, sans qu'apparaisse le moindre signe d'œdème aigu, donc sans que la perméabilité des capillaires ait été sensiblement modifiée; dans ces conditions, il suffisait d'une très petite quantité d'adrénaline, le sixième environ de la dose léthale, pour que se déclenche aussitôt un œdème pulmonaire aigu entraînant la mort en quelques minutes ⁽¹⁾. D'autre part, Dale et Richards, et à leur suite plusieurs chercheurs, ayant montré que l'adrénaline injectée, ou libérée par les capsules surrénales, provoquait la libération d'histamine dans de nombreux tissus, dont le parenchyme pulmonaire, nous avons été amenés à envisager l'existence d'un processus histaminique, qui se grefferait sur l'hypertension adrénalinique, pour déterminer les accidents de l'œdème aigu ⁽²⁾. Cette conception trouve un appui solide dans les travaux de L. Binet et D. Bargeton ⁽³⁾ qui, étudiant les réactions vaso-motrices provoquées par divers agents chimiques sur le poumon isolé, perfusé, ventilé, ont montré que l'histamine déterminait une augmentation de la pression dans l'artère pulmonaire et une augmentation de la masse sanguine du poumon; dans un certain nombre de cas, le poumon prenait un aspect congestif et turgescant, en même temps que la spume apparaissait dans la canule trachéale; à doses suffisantes donc, l'histamine provoquait sur le poumon isolé un état analogue à l'œdème aigu. Nous apportons aujourd'hui des résultats expérimentaux qui montrent l'intervention possible de l'histamine dans l'œdème adrénalinique.

Nos recherches ont consisté essentiellement en ceci : nous avons d'abord précisé la dose de chlorhydrate d'adrénaline qui, injectée par voie endoveineuse à des lapins de la série utilisée déterminait régulièrement la mort en quelques minutes par œdème pulmonaire aigu (ici 300 µg/kg d'animal); nous avons injecté de la même façon à nos animaux d'expérience une quantité d'adrénaline notablement inférieure à cette dose mortelle, soit 50 ou 25 µg/kg, puis, 3 mn après, c'est-à-dire quand l'hypertension adrénalinique avait atteint son acmé, et que commençait à jouer la disparité fonctionnelle entre les deux ventricules, une quantité d'histamine variant de 100 à 500 µg/kg, dans le but de faire apparaître les accidents de l'œdème aigu. Dans un certain nombre de cas, nous avons opéré sur des animaux ayant reçu 100 cm³ de Ringer-Locke juste avant l'adrénaline. Les résultats de nos expériences, qui ont porté sur 47 jeunes lapins mâles, peuvent ainsi être résumés (les animaux ont été chaque fois autopsiés et l'œdème pulmonaire vérifié) :

⁽¹⁾ D. KOHLER, *C. R. Soc. Biol.*, 14 mars 1953 (sous presse).

⁽²⁾ M. BARIÉTY et D. KOHLER, *C. R. Soc. Biol.*, 142, 1948, p. 73.

⁽³⁾ *Mém. Acad. Sc.*, 64, 1940, p. 1-30.

1. Expériences effectuées sans administration préalable de Ringer-Locke :

1° Pour 50 μg de chlorhydrate d'adrénaline par kilogramme :

a. 200, 300, 400 ou 500 $\mu\text{g}/\text{kg}$ d'histamine provoquent un œdème pulmonaire aigu entraînant la mort en 3 ou 5 mn;

b. 100 μg d'histamine par kilogramme ne provoquent pas d'œdème.

2° Pour 25 $\mu\text{g}/\text{kg}$ de chlorhydrate d'adrénaline par kilogramme :

100, 200, 300, 400 ou 500 $\mu\text{g}/\text{kg}$ d'histamine ne déterminent en aucun cas l'apparition de l'œdème pulmonaire aigu.

2. Expériences effectuées après l'injection endoveineuse de Ringer-Locke :

1° Pour 50 μg de chlorhydrate d'adrénaline par kilogramme : 100, 200, 300, 400 ou 500 $\mu\text{g}/\text{kg}$ d'histamine produisent l'apparition rapide d'un œdème pulmonaire aigu entraînant la mort en moins de 5 mn.

2° L'injection intraveineuse de 100 cm^3 de Ringer-Locke, suivie d'une injection d'histamine de 300 ou 400 $\mu\text{g}/\text{kg}$, ne provoque en aucun cas l'œdème pulmonaire aigu.

Nous avons fait quelques expériences en étendant de 3 à 4 mn l'intervalle de temps entre l'injection de l'adrénaline et celle de l'histamine; les résultats ont été les mêmes.

Conclusions. — L'administration intraveineuse d'histamine à des lapins qui ont préalablement reçu une dose de chlorhydrate d'adrénaline trop faible pour produire par elle-même l'œdème pulmonaire aigu déclenche immédiatement cet œdème. Cependant, si la dose d'adrénaline est par trop faible, le phénomène ne se produit pas. En appréciant l'intensité de l'œdème à l'autopsie, on voit que la quantité d'histamine injectée provoque la réaction œdémateuse si elle atteint 200 $\mu\text{g}/\text{kg}$; elle la majore jusqu'à 300 μg ; au-dessus de cette dose, la réaction œdémateuse n'augmente plus. On peut considérer comme possible l'existence d'un facteur histaminique dans le déclenchement de l'œdème pulmonaire aigu par l'injection intraveineuse d'adrénaline.

A 15 h 40 m l'Académie se forme en Comité secret.

La séance est levée à 15 h 50 m.

R. C.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

OUVRAGES REÇUS PENDANT LES SÉANCES DE FÉVRIER 1953

(suite et fin).

Henri Berr, par SUZANNE DELORME, in *Osiris*. Vol. X, 1952. Bruges, Ex-officina « De Tempel », 1952; 1 fasc. 25,5 cm.

La vie scientifique à l'époque de Fontenelle d'après les éloges des Savants, par SUZANNE DELORME, in *Archéon*. Vol. XIX. Fasc. 2-3, 1937; Mém. dactylographié de 14 p., 27 cm.

Mykologische Mitteilungen, von ERNST GÄUMANN et CHARLES TERRIER. Extrait de *Berichte der Schweizerischen Botanischen Gesellschaft*, 1952. Band 62. Bern, Buchdruckerei Buchler und Co, 1952; 1 fasc. 23 cm.

Über abwehrreaktionen bei Pflanzen, von ERNST GÄUMANN. Extrait de *Zentrablatt für Bakteriologie. Parasitenkunde, Infektionskrankheiten und Hygiene*. I. Orig. 158, 1952; 1 fasc. 23,5 cm.

Untersuchungen über zwei Welketoxine, von ERNST GÄUMANN, HEINZ KERN et WALTER SAUTHOF, in *Phytopathologische Zeitschrift*. Band 18, Heft 4, 1952; 1 fasc. 25 cm.

Über den Einfluss einiger Welketoxine und Antibiotica auf die osmotischen Eigenschaften pflanzlicher Zellen, von ERNST GÄUMANN, STEPHI NAEF-ROTH, P. REUSSER, A. AMMANN, in *Phytopathologische Zeitschrift*, Band 19, Heft 2, 1952; 1 fasc. 25 cm.

Les voies de l'évolution chez les champignons. Contribution à une discussion, par ERNST GÄUMANN, in *Colloque international du Centre national de la recherche scientifique sur l'évolution et la phylogénie chez les végétaux*. Paris, mai 1952; 1 fasc. 25 cm.

Revue de mycologie. T. XVI. Fasc. 2, 1951. *Puccinia tombeana* n. sp., par ERNST GÄUMANN et CHARLES TERRIER. *Une rouille nouvelle pour la flore française*, par ERNST GÄUMANN et ELIAS LANDOLT. Paris, Laboratoire de cryptogamie du Museum national d'histoire naturelle, 1952; 1 fasc. 24 cm.

Über den Einfluss der Temperatur auf den Welke-Effekt beim toxischen Welken, von ERNST GÄUMANN, in *Phytopathologische Zeitschrift*, Band 17, Heft 4, 1951; 1 fasc. 25 cm.

Antibiotica als spurenwirksame Stoffe, von L. ETTLINGER, in *Travaux de chimie alimentaire et d'hygiène*. Vol. XLII. Fasc. 3, 1951; 1 fasc. 21 cm.

Problèmes d'immunité chez les végétaux, par ERNST GÄUMANN in *Mémoires de l'Académie polonaise des sciences et des lettres*, n° 17, 1948. Cracovie, Académie polonaise des sciences et des lettres, 1948; 1 fasc. 24 cm.

Neuere Erfahrungen mit Welketoxinen, von ERNST GÄUMANN, in *Experientia*. Vol. VII, 1951. Basel, verlag Birkhäuser, 1951; 1 fasc. 30 cm.

